FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Analyse globaler hadronischer Ereignisformvariablen bei Energien oberhalb der Z–Resonanz zur Bestimmung der starken Kopplung α_s

Alexander Grefrath

Wuppertal, Februar 1998
WUB–DIS 98–03

Meinen Eltern

Abstract

In 1995 the large electron positron collider at CERN in Geneva started to operate at energies well above 91.2 GeV.

Inclusive spectra, global event shape variables and jetrates are determined using all data taken with the DELPHI detector from August 1995 til November 1997.

Neither quantity shows evidence for a violation of QCD predictions or physics beyond the standard modell.

Preliminary studies (no systematical errors) allow to estimate the running of the strong coupling constant:

$$\begin{aligned}
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\left(\mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0121 \pm 0.0047)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\,(\mathrm{NLLA}) &= (-0.0118 \pm 0.0024)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\left(\mathrm{NLLA} + \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0100 \pm 0.0014)\ \mathrm{GeV}^{-1}
\end{aligned}$$

The $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ coefficient of the β function can be calculated:

$$b_0 = 0.450 \pm 0.112_{\mathrm{stat}} \pm 0.025_{\mathrm{theo}}$$

Within two standard deviations this value is compatible with standardmodel predictions. The measurements support a gluino hypothesis as well.

A colour–postscript version of this thesis can be found on the following homepage:
http://www.uni-wuppertal.de/FB8/groups/Drees

Prolog

In dem Artikel *Working in the big league* [1] wird das Arbeiten am CERN folgendermaßen beschrieben[1]:

Bei einem ersten Besuch bekommt man von CERN den Eindruck einer großen industriellen Einrichtung. Die Gebäude sind auf dem Gelände verstreut, darunter große Maschinen, erschaffen zur Produktion hochenergetischer Teilchen. Aber es sind die Restaurants, die einen Vorgeschmack vom CERN vermitteln. Im Schatten der Bäume findet man hier Menschen verschiedener Nationalitäten an Tischen in angeregete Diskussionen vertieft. Diskussionen über komplizierte Theorien, über andere Experimente, aber auch über die besten Skiorte in der Gegend. Man hört meistens Englisch mit den Akzenten verschiedenster Sprachen. Physiker aus der ganzen Welt, leger gekleidet, pflegen dort internationale Freundschaften bei ihren Mahlzeiten. Man gewöhnt sich daran, aber das ist schade, denn es gibt wenig Orte dieser Art auf der Erde.

Eine Kollaboration wie CERN ist wichtig, da sogar reiche Nationen, die sich vielleicht den Aufbau eines so großen Laboratoriums leisten könnten, nicht genügend qualifiziertes Personal hätten, um damit zu arbeiten. Es ist kein Luxus, sondern Notwendigkeit, Grundlagenforschung zu betreiben, um Forschungen und Entdeckungen vieler vergangener Generationen zu würdigen und deren Bemühungen fortzusetzen.

Aber auch wirtschaftlich gesehen ist es sinnvoll, neue Lehren zu schaffen und zu verbreiten, um damit neue Applikationen zu entwickeln und talentierten Nachwuchs zu fördern. Ärmere Länder können dieses Ziel nur in internationalen Kollaborationen verwirklichen.

Obwohl CERN aus so vielen Instituten und Mitarbeitern besteht, ist der Einsatz jedes Einzelnen gefragt, solche Ideen können ohne Weiteres zum Erfolg ganzer Projekte beitragen. Das sieht man an einigen Nobelpreisträgrern, die am CERN arbeiten und vielleicht ihre Ideen gerade in den Restaurants mit Studenten und Mitarbeitern diskutieren. Trotzdem muß jeder Einzelne in einer so großen Gemeinschaft lernen und akzeptieren, daß individuelle Wünsche oft mit denen der Allgemeinheit vereinbart werden müssen.

Am CERN kann man unterschiedliche Arbeitsgewohnheiten zwischen Wissenschaftlern verschiedener Nationalitäten beobachten. So erlaubt die enge Zusammenarbeit Einblicke in andere Kulturen. Dabei entstehen oft Freundschaften, unabhängig von nationalen Unterschieden. Aber auch gerade das Zusammenschmelzen dieser unterschiedlichen Perspektiven ist der Nährboden für fruchtbare Diskussionen und überraschende neue Ideen. Daher ist es vielleicht auch kein Zufall, daß Europa durch CERN nach dem zweiten Weltkrieg wieder eine führende Rolle in der Elementarteilchenphysik eingenommen hat. Die Naturgesetze sind unabhängig von allen politischen Grenzen; und so arbeiten am CERN Menschen der ganzen Welt in Eintracht zusammen an einem gemeinsamen Ziel: *Ein tieferes Verständnis der Bausteine unseres Universums.* Diese Zusammenarbeit fördert die Beziehung zwischen Nationen. In diesem Sinne sind die polyglotten Restaurants auf dem Gelände fast so wichtig wie die großen Experimente.

[1] frei übersetzt und ergänzt

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die fundamentalen Kräfte im Universum sind Gravitation, Elektromagnetismus, starke und schwache Wechselwirkung. Die letzen drei werden durch eine einheitliche Theorie, dem Standardmodell, beschrieben.

Die Bausteine der Materie, Quarks und Leptonen, können über diese Kräfte einander anziehen oder abstoßen. Eine solche Wechselwirkung geschieht über den Austausch sogenannter virtueller Eichbosonen. Das Austauschboson der elektromagnetischen Kraft ist das masselose Photon γ, im Fall der schwachen Wechselwirkung sind es die massiven $W^{\pm}$ und Z^0 Bosonen. Die Austauschbosonen der starken Kraft sind acht masselose Gluonen.

Leptonen bestehen aus nicht stark wechselwirkenden massiven, geladenen und masselosen, neutralen Spin 1/2 Teilchen und den entsprechenden Antiteilchen. Das Elektron, Muon und das Tau mit Ladung (-1) unterscheiden sich nur in ihrer Masse. Deren neutrale Partner, das Elektron–Neutrino, das Muon–Neutrino und das Tau–Neutrino, sind masselos und wechselwirken nur schwach. Geladene und ungeladene Leptonen lassen sich so in drei Familien anordnen.

Auch die Quarks sind paarweise in drei Familien unterteilt, wobei sich eine Klasse aus einem up-artigen und einem down-artigen Quark zusammensetzt. Die up-artigen Quarks besitzen eine Ladung (+2/3) und heißen UP-, CHARM-, und TOP-Quark. Die mit Ladung (-1/3) behafteten down-Quarks sind das DOWN-, STRANGE- und BOTTOM-Quark. Tabelle 1.1 zeigt die Fermionfamilien mit den entsprechenden elektroschwachen Quantenzahlen.

Man geht davon aus, daß Quarks nur in gebundenen Zuständen, den sogenannten Hadronen, existieren. Damit dies ohne Veletzung des Pauli-Prinzips möglich ist[1], wurde eine neue Quantenzahl, *Farbe*, eingeführt. Jedes Quark kann die Farbe rot, grün oder blau tragen. Hadronen sind immer farblos und bestehen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar (Meson) oder aus drei Quarks (Baryon), zusammengehalten durch die starke Wechselwirkung.

Elektron-Positron (e^+e^-) Beschleunigerexperimente haben einen großen Anteil an der Entwicklung des Standardmodells. Bei solchen Experimenten mißt man die Zerfallsprodukte der Elektron-Positron-Annihilation $e^+e^- \rightarrow X$. An den derzeit größten e^+e^--Beschleunigern,

[1] siehe Kapitel 3

Fermionen			F	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	$+1/2$ $-1/2$	-1	0 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	3	1/2	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$	$+2/3$ $-1/3$
e_R	μ_R	τ_R	0	0	0	-2	-1
u_R	c_R	t_R	3	0	0	$+4/3$	$+2/3$
d_R	s_R	b_R	3	0	0	$-2/3$	$-1/3$
Eichbosonen							
Gluonen			8	0	0	0	0
W^+			0	1	$+1$	0	$+1$
W^-			0	1	-1	0	-1
Z			0	1	0	0	0
γ			0	0	0	0	0
Higgsbosonen							
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			0	1/2	$+1/2$ $-1/2$	$+1$	$+1$ 0

F :	Anzahl der Farben	I :	schwacher Isospin
Y :	Hyperladung	Q :	elektrische Ladung

Tabelle 1.1: Die elementaren Teilchen des Standardmodell mit den zugehörigen Quantenzahlen

dem Speicherring LEP[2] am europäischen Kernforschungszentrum CERN[3] in Genf (Abbildung 1.1) und dem Linearbeschleuniger SLC[4] am SLAC[5] in Stanford, werden Präzisionsmessungen im Rahmen des Standardmodells vorgenommen.

Der LEP Speicherring ist seit 1989 in Betrieb. Das Experiment wird in drei Phasen geteilt. Bis Mitte 1995 wurden Annihilationsexperimente bei Energien um 91.2 GeV durchgeführt. Diese Phase wird im Folgenden LEP1 genannt. Im Anschluß daran ging man bis Anfang 1996 zu höherer Energie über, die aber noch unterhalb der Produktionsschwelle für W-Paare lag, die sogenannte LEP1.5 Phase. 1996 begann LEP2 mit e^+e^- Kollisionen von mehr als 160 GeV.

Am Ring befinden sich die vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Sie sind dort

[2] **L**arge **E**lectron **P**ositron collider
[3] **C**onseil **E**uropèen pour la **R**echerche **N**uclèaire
[4] **S**lac **L**inear **C**ollider
[5] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

Abbildung 1.1: *LEP am CERN*

positioniert (Abbildung 2.1), wo die Elementarteilchen kollidieren und messen die Zerfallsprodukte.

Eine Gruppe der BUGH[6] Wuppertal ist neben 40 weiteren Universitäten bzw. physikalischen Instituten an dem DELPHI[7] Detektor beteiligt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen Ereignisformvariablen untersucht werden, um die Energieabhängigkeit der Kopplung der starken Wechselwirkung, α_s, zu bestimmen. Dazu wurden die Daten des DELPHI Detektors aus den Jahren 1995, 1996 und 1997 benutzt.

[6]**B**ergische **U**niversität **G**esamt**h**ochschule
[7]**De**tector for **E**lectron **L**epton and **Ph**oton **I**dentifikation

Kapitel 2

Das Experiment

CERN ist die weltweit größte multinationale Einrichtung zur Erforschung des Mikrokosmos. 19 europäische und einige außereuropäische Nationen beteiligen sich an Projekten auf dem Gelände in der Nähe von Genf. Das erklärte Ziel ist das Verständnis der Bausteine aller Materie und deren Wechselwirkungen untereinander.

2.1 Der LEP Speicherring

Das größte Experiment am CERN ist LEP, ein ringförmiger Elektron–Positron Speicherring mit einem Umfang von etwa 27 km. Der Speicherring ist deshalb so groß konstruiert, denn der durch Synchrotronstrahlung bedingte Energieverlust ist umgekehrt proportional zum Quadrat des Ringradius. Um eine hohe Lebensdauer der beschleunigten Elementarteilchen zu erreichen, muß auf der gesamten Länge ein Ultrahochvakuum herrschen. Die Strahlführung wird mit über 4000 Magneten geleistet.

In einem Strahlrohr kreisen Bündel von Elektronen und Positronen mit Energien zwischen 45 und 90 GeV in gegenläufigem Sinn und kollidieren dabei an verschiedenen Punkten. Bei einer solchen Kollision annihilieren die beiden Partner, wobei neue Teilchen erzeugt werden. An vier dieser Wechselwirkungspunkte stehen große Detektoren, die diese neu erzeugten Teilchen identifizieren sollen. Eines dieser Meßinstrumente ist der DELPHI Detektor.

2.2 Der DELPHI Detektor

DELPHI ist ein zur Strahlachse symmetrischer zylinderförmiger Teilchendetektor. Er bietet hervorragende Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation über 90% des kompletten Raumwinkelbereiches, hat einen Durchmesser und eine Länge von über 10 m und ein Gewicht von über 3500 Tonnen. Der Detektor besteht aus einem zylindersymmetrischen Zentralbereich, den man *Barrel* nennt und zwei Endkappen, von denen eine in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Der Vorwärtsbereich kann zur Wartung des Detektors. Ein großer Teil des Zentralbereiches befindet sich innerhalb einer supraleitenden Spule aus einer Lage Niob-Titan Filamenten, die in Aluminiumkabel eingebettet sind. Einen Querschnitt durch den zentralen

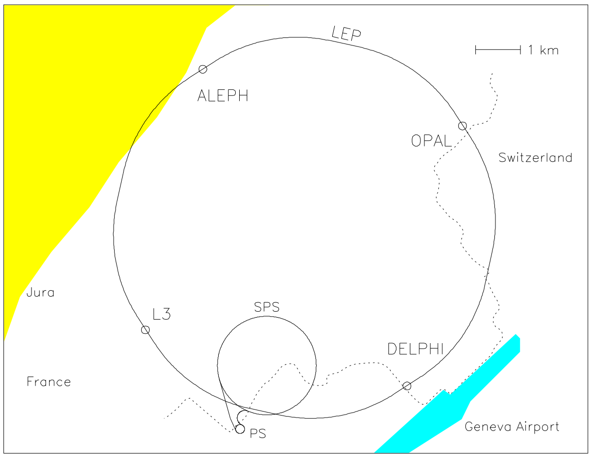


Abbildung 2.1: Der LEP Speicherring

Bereich von DELPHI sieht man in Abbildung 2.2. Das in z homogene Magnetfeld im Inneren von DELPHI hat eine Stärke von 1.2 T.

Die Entwicklung und Konstruktion von DELPHI hat acht Jahre gedauert, etwa 600 Wissenschaftler aus 22 verschiedenen Nationen arbeiten an und mit diesem Detektor. Seit 1989 ist der Detektor in Betrieb. Seitdem wurden damit mehr als vier Millionen hadronische Z_0 Zerfälle gemessen.

Das von DELPHI verwendete Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert: x, y und z bezeichnen die kartesischen Koordinaten. Die positive x-Achse zeigt dabei auf den Mittelpunkt des Speicherrings und die z-Koordinate liegt parallel zum Strahlrohr, wobei die positive z-Richtung in die e^+-Strahlrichtung zeigt. R bezeichnet den radialen Abstand von der Strahlachse, der Azimuth ϕ ist der Winkel um die Strahlachse bzgl. der x-Achse und Θ ist der Polarwinkel zur z-Achse.

Um verschiedensten Anforderungen gerecht werden zu können, wurde der Detektor aus mehreren unterschiedlichen Unterdetektoren konstruiert:

- In der Nähe des primären Wechselwirkungspunktes befindet sich ein hochauflösender Siliziumstreifendetektor zum Nachweis von Zerfällen kurzlebiger Teilchen.
- Im Vorwärtsbereich und im Zentralbereich befinden sich die Detektoren zur Spurrekonstruktion.
- Die Identifikation geladener Hadronen wird durch ein System ringabbildender Cherenkovdetektoren gewährleistet. Sie befinden sich im Zentralbereich innerhalb des Magnetfeldes und im Vorwärtsbereich.
- Zum Nachweis von Elektronen und hadronisch wechselwirkenden Teilchen sind Kalorimeter installiert.
- Myonen werden außerhalb des Magnetfeldes mit Hilfe von Spurkammern nachgewiesen.

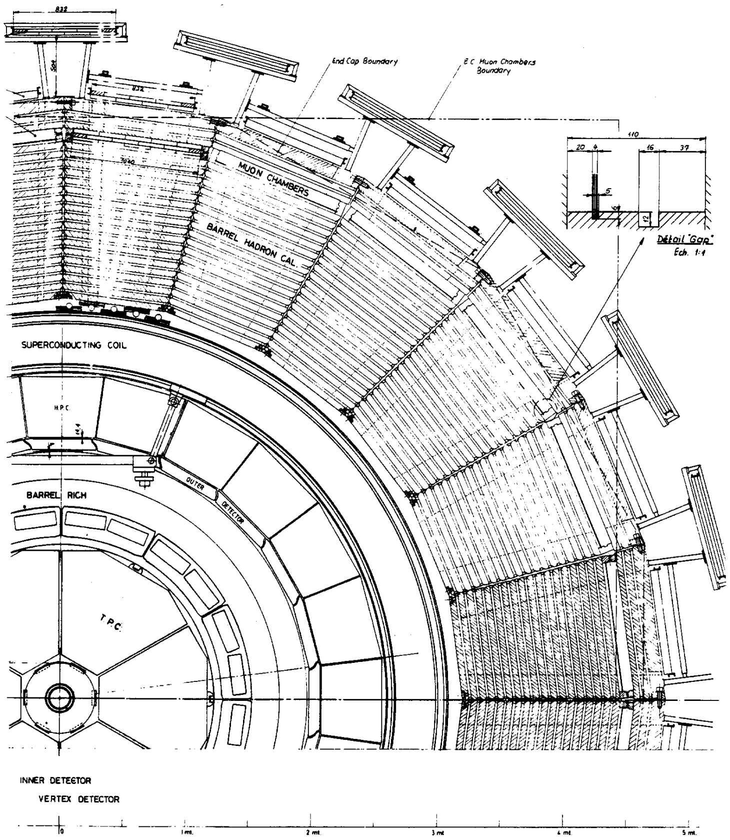


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den DELPHI Detekktor

- Die Messung der Luminosität und der Nachweis von Bhabha-Ereignissen geschieht mit Detekoren nahe dem Strahlrohr.

Eine detaillierte Beschreibung und eine Beurteilung der Leistungsfähigkeit von DELPHI wird in [2] gegeben. Die einzelnen Komponenten sollen hier nun näher vorgstellt werden.

2.2.1 Die Spurdetektoren

Vertex Detektor VD

Der Vertex Detektor besteht aus 3 Lagen Silikonmikrostreifensensoren, die sich in 6.3 cm, 9.0 cm und 11.3 cm Abstand vom Strahlrohr befinden. Die einzelnen Lagen decken einen Polarwinkelbereich von 25° bis 155° ab, wobei ein Überlapp von jeweils 10% in θ besteht. In einem Polarwinkelbereich von $44° < \theta < 136°$ passieren Teilchen alle drei Lagen. Die Streifensensoren bestehen aus p–n Dioden, in denen geladene Teilchen detektiert werden können. Die azimutale Ortsauflösung beträgt 7 μm. Damit kann der primäre Wechselwirkungspunkt so genau gemessen werden, daß Vertices von Zerfällen schwerer Quarks aufgelöst werden können

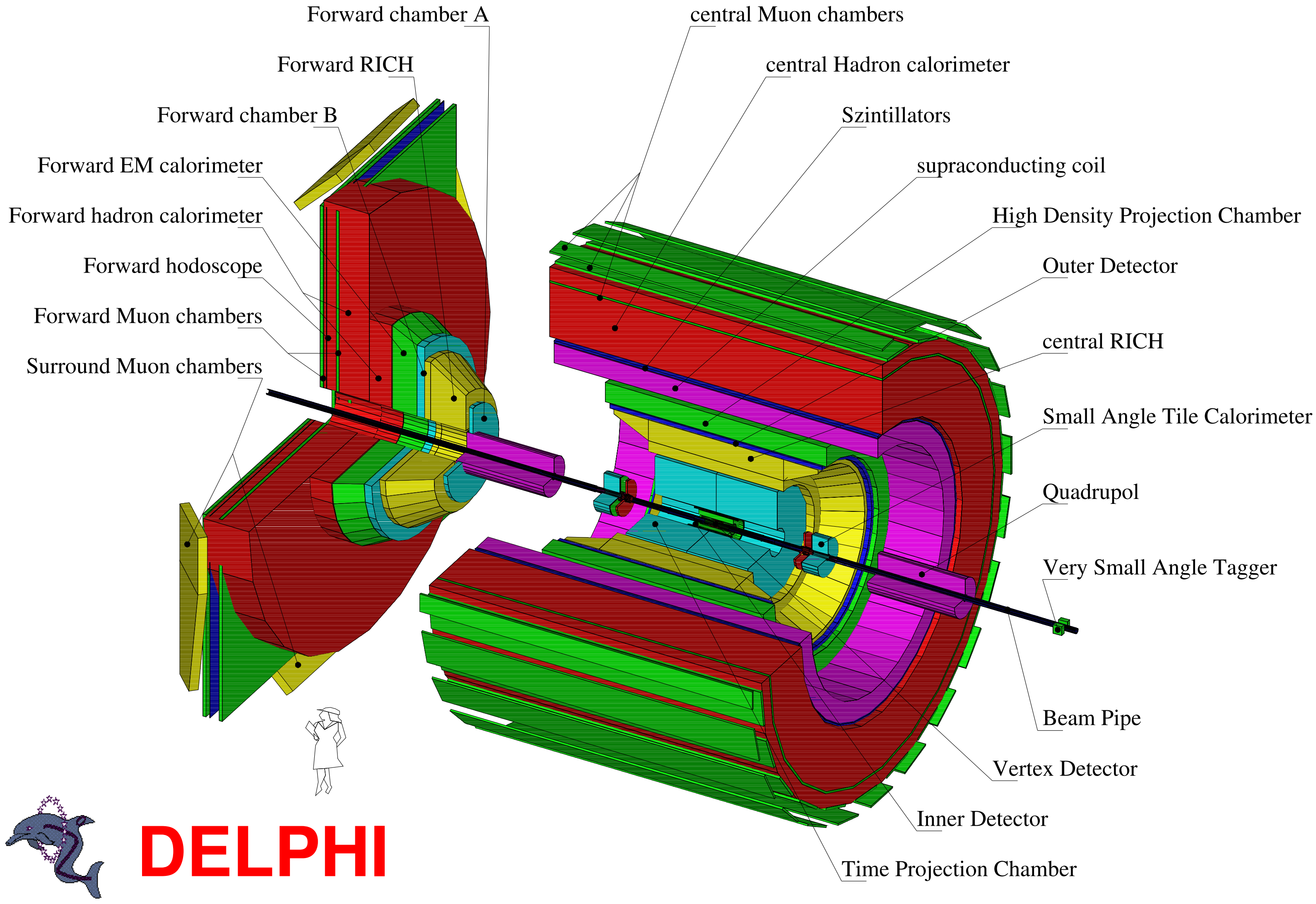


Abbildung 2.3: Der DELPHI-Detektor

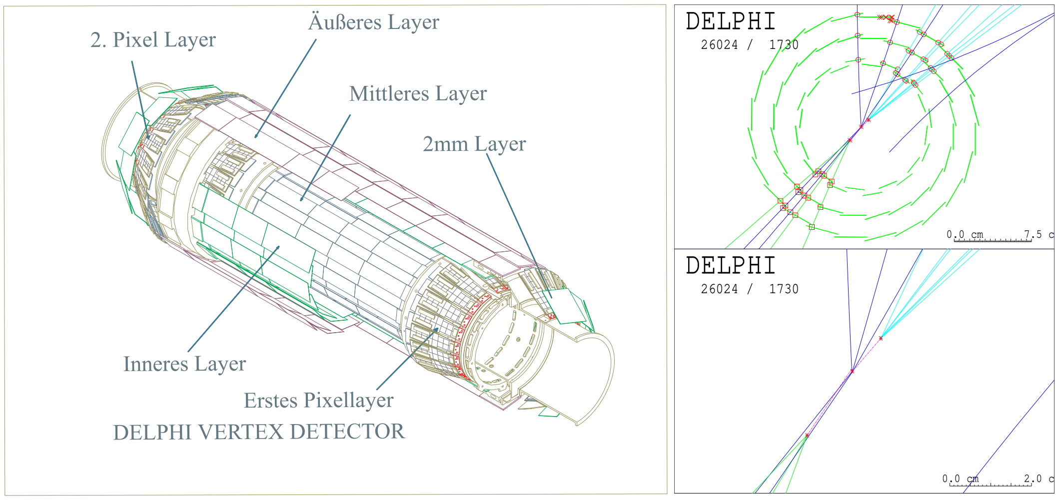


Abbildung 2.4: Der Vertexdetektor

(Abbildung 2.4).

Innerer Detektor ID

Der Innere Detektor erstreckt sich in R von 12 bis 23 cm und in θ von 15° bis 165°. Er wird zur Spurrekonstruktion und als Trigger benuzt. Der ID besteht aus zwei Komponenten, der Jetkammer und den Trigger Lagen. Die Jetkammer ist eine Driftkammer mit 24 Sektoren (jede 15° in ϕ).

Jeder Sektor besteht aus 24 radial gespannten Auslesedrähten, die die Driftzeit messen. Das Driftfeld ist so eingestellt, daß die Driftgeschwindigkeit mit steigendem Radius line-

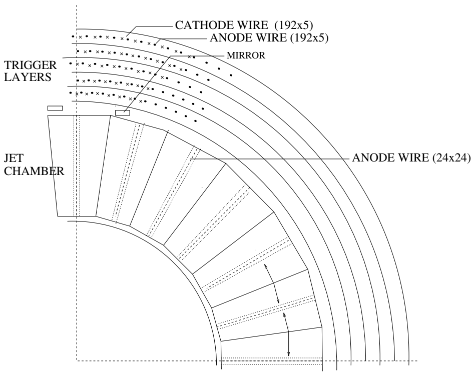


Abbildung 2.5: Der innere Detektor

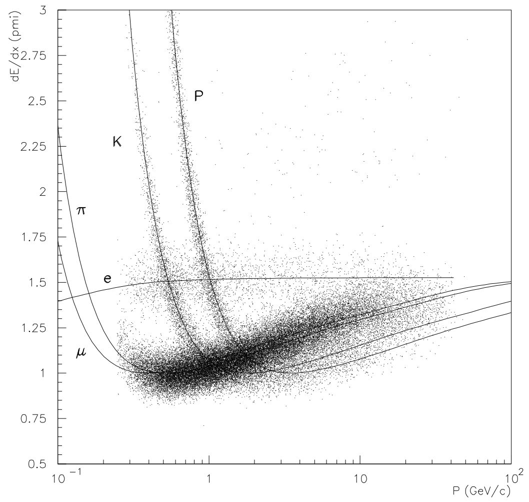


Abbildung 2.6: dE/dx Messung der Zeitprojektionskammer

ar anwächst und somit unabhängig vom Radius die gleiche Driftzeit gemessen wird. Die Ortsauflösung beträgt etwa 50 μm. Die Triggerlagen bestehen aus 5 zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern, jede davon mit 192 Anodendrähten parallel zur Strahlachse und 192 Kathodenstreifen, kreisförmig angeordnet bei konstantem z. Hiermit sind schnelle Triggerinformationen verfügbar, Rechts-Links-Ambiguitäten in der Jetkammer können aufgelöst werden.

Zeitprojektionskammer TPC

Der wichtigste Spurrekonstruktionsdetektor bei DELPHI ist die Zeitprojektionskammer TPC[1]. Durch Ionisation verlieren geladene Teilchen Energie, die mit diesem Detektor gemessen wird (dE/dX).

Die Kammer reicht in R von 29 bis 122 cm, hat eine Länge von 3 m und deckt damit einen Winkelbereich von 20°$< \theta <$160° ab. Das Volumen ist gefüllt mit 80% Argon und 20% Metan. In der Mitte ist sie durch eine 20 KV Hochspannungsplatte geteilt, die eine Feldstärke von 150 Volt cm^{-1} produziert. Ein Teilchen, daß die TPC durchquert, produziert etwa 70 Elektronen pro cm, die dann in z–Richtung auf die Endkappen des Detektors zudriften. Diese sind in je 6 Sektoren mit jeweils 192 Signaldrähten und 16 konzentrisch angeordneten Kathodenplatten ausgestattet.

Die Schwerpunktsbestimmung der Ionisationsdichte auf den Kathodenplatten gibt eine rϕ Information mit einer Genauigkeit von 230 μm. Die Messung der z Koordinate erfolgt über eine Driftzeitanalyse an den Signaldrähten mit einer Genauigkeit von 900 μm. Die Doppelspurauflösung liegt etwa bei 1.5 cm. Die Pulshöhenanalyse bei der Auslese der Signaldrähte erlaubt eine Bestimmung der Ionisation dE/dx entlang der Trajektorie, die zur Teilcheniden-

[1]**T**ime **P**rojection **C**hamber

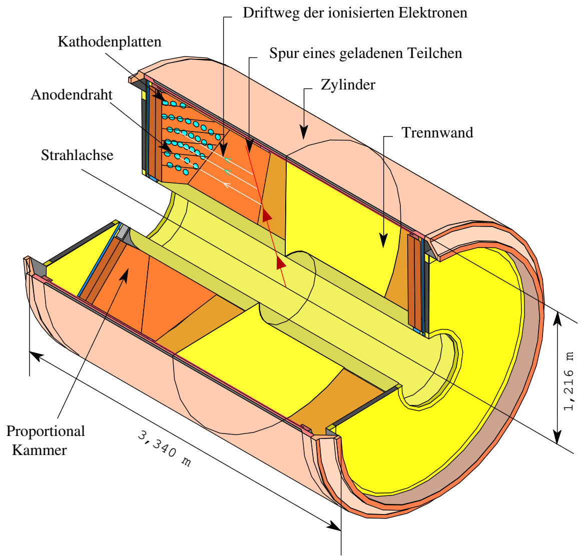


Abbildung 2.7: Zeitprojektionskammer

tifikation benutzt werden kann. Der Aufbau der TPC, welcher detailliert in [3] beschrieben wird, ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

Die Informationen der TPC bilden die Grundlage für die Spurrekonstruktionen in DELPHI. Die dort gefundenen Spurelemente werden in die anderen Detektoren extrapoliert und mit den dort gemessenen Spurstücken assoziiert. TPC und BRICH ergänzen sich gut für eine Teilchenidentifikation über einen großen Impulsbereich.

Äußerer Detector OD

Zur Rekonstruktion von Spuren mit großem Impuls gibt es den äußeren Detektor in 2 m Entfernung von der Strahlachse. Der OD[2] ist eine Driftkammer, die mit fünf zueinander versetzten Ebenen im limitted streamer mode betrieben wird. Die Auflösung in rϕ beträgt 100 μm, der überdeckte Polarwinkelbereich beträgt 42° bis 138°. Der äußere Detektor besteht aus 24 Modulen, wobei jedes Modul 145 Driftröhren in fünf Lagen beinhaltet. Die Bestimmung der z-Koordinate erfolgt in drei Lagen über die relative Laufzeitmessung der Signale an beiden Enden des Detektors, womit eine Präzision in z von 4,4 cm erreicht wird. Der OD liefert eine schnelle Triggerentscheidung bzgl. der z-Koordinate und verbessert die Spurextrapolation der TPC erheblich.

[2] **O**ter **D**etector

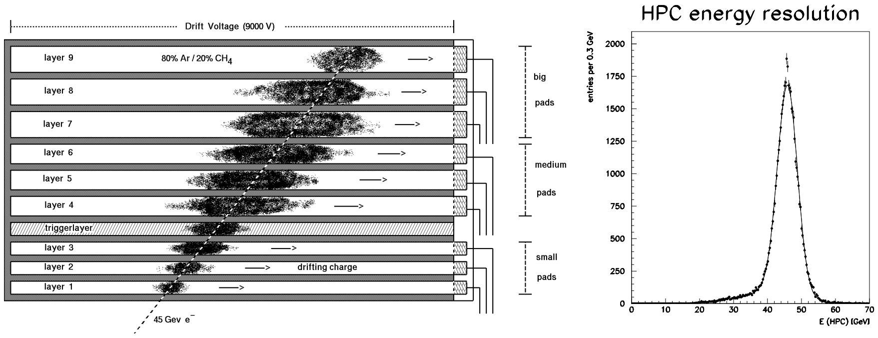


Abbildung 2.8: High density Projection chamber

Die Vorwärtsdriftkammern FCA und FCB

Im Vorwärtsbereich befinden sich die Driftkammern FCA[3] und FCB[4]. Die FCA ist bei z=160 cm auf die Endplatten der TPC montiert und deckt, wie auch die FCB, einen Polarwinkelbereich von 11° bis 33° ab. Die FCA besteht aus zwei Halbscheiben, die ihrerseits aus drei Kammern zusammengesetzt sind. Die Drahtorientierungen der einzelnen Kammern sind um 60° gegeneinander verdreht. Die FCB befindet sich hinter dem Forwärts RICH und besteht aus 12 Ebenen auf jeder Seite. Die Ebenen bestehen aus abwechselnd in +60°, -60°, 0° gespannten Signaldrähten. Die Kammer ist mit einem Gemisch aus Argon, Methan und Ethan gefüllt. Gasionen werden über die Signaldrähte detektiert und geben so eine genaue Spurinformation. Die Auflösung beträgt 120 μm.

2.2.2 Kalorimetrie

Das Kalorimetriesystem in DELPHI besteht aus einer hochauflösenden Projektionskammer HPC[5] als elektromagnetisches Kalorimeter im Zentralbereich, einem Bleiglaskalorimeter FEMC[6] in beiden Endkappen und dem mit Proportionalkammern versehenen Eisenjoch des Magneten, welches als HAC[7] zur Messung der Energiedeposition hadronisch wechselwirkender Teilchen Verwendung findet.

Elektromagnetische Kalorimeter HPC und FEMC

Die HPC befindet sich zwischen OD und der Spule innerhalb des Magnetfeldes in einem Polarwinkelbereich von $43° < \theta < 137°$ und in R von 208 cm bis 260 cm. Es ist in 144 Module unterteilt, die zu 6 Ringen mit je 24 Modulen angeordnet sind. Ein Modul besteht aus 41 Lagen Blei mit Gaszwischenräumen von 8 mm. Auf den Endplatten befinden sich 128 Kathodenplatten.

---

[3] **F**orward **C**hamber **A**
[4] **F**orward **C**hamber **B**
[5] **H**igh **D**ensity **P**rojection **C**hamber
[6] **F**orward **E**lectromagnetic **C**alorimeter
[7] **Ha**dron **C**alorimeter

Ähnlich wie die TPC werden hier Driftzeiten (für z) und Energieverluste durch Ionisation über 18000 Auslesekanäle gemessen. Elektromagnetische Schauer können so mit einer Auflösung von 10 mm in Rϕ (15 mrad in ϕ) und 4 mm in z bestimmt werden. Eine Teilchenidentifikation von neutralen Pionen ist hier besonders gut möglich. Mit der HPC ist es möglich, einen Energiebereich bis 45 GeV zu messen. Die Energieauflösung (Fig. 2.8) beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{29\%}{\sqrt{E}} + 4\%$$

Das FEMC ist ein Bleiglas Sampling Kalorimeter im Endkappenbereich hinter der FCB (bei R=$\pm$ 284 cm) und deckt einen Winkelbereich von $11^\circ < \theta < 36.5^\circ$ ab. Dieses Kalorimeter besteht aus 9064 5 x 5 cm^2 großen, pyramidenstumpfförmigen Bleiglasplatten. Die Elemente sind scheibenförmig mit einem Radius von 5 m angebracht, so daß sich für ϕ und θ eine Auflösung von je 1° ergibt. Die Auslese der im Bleiglas erzeugten Photonen geschieht über speziell entwickelte Phototrioden. Die Energieauflösung des FEMC ist [2]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{(0.03)^2 + (\frac{0.12}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{0.11}{E})^2}$$

Die mit Bhabha–Ereignissen experimentell bestimmte Energieauflösung beträgt bei 45,5 GeV 4% [4].

Hadronkalorimeter HAB und HAF

Das HAC ist ein Gas–Samplingkalorimeter, welches das Eisenjoch der Spule zur Teilchenkonvertierung benutzt. Zum Nachweis hadronischer Schauer sind im Zentral- und Vorwärtsbereich 20 bzw. 19 Lagen Streamerröhren der Dicke 2 cm in die 5 cm dicken Eisenplatten des Jochs alternierend eingearbeitet. Die Hadronkalorimeter des Zentralbereiches decken einen Polarwinkelbereich von 11.2° bis 137.4° ab, die des Vorwärtsbereiches 131.5° bis 168.8°. Die insgesamt 19032 Röhren haben eine Länge von 40 cm bis 410 cm und werden im limited streamer mode betrieben, wie die Jetkammern des ID. Die Energieauflösung des HAC ist [2]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{(0.21)^2 + (\frac{1.12}{\sqrt{E}})^2}$$

Das Hadron-Kalorimeter ermöglicht die Trennung zwischen neutralen und geladenen Hadronen durch die unterschiedlich geformten Schauer.

2.2.3 Teilchenidentifikation mit RICH

Zwischen der TPC und dem OD befindet sich der zentrale ringabbildende Cherenkovzähler BRICH[8]. Geladene Teilchen, die sich schneller als Licht in einem bestimmten Medium ausbreiten, emitieren Photonen in einem bestimmten Winkel. Über die Bestimmung dieses Lichtkegels kann die Geschwindigkeit v gemessen werden. Es gilt:

[8]**B**arrel **R**ing **I**maging **CH**erenkov Counter

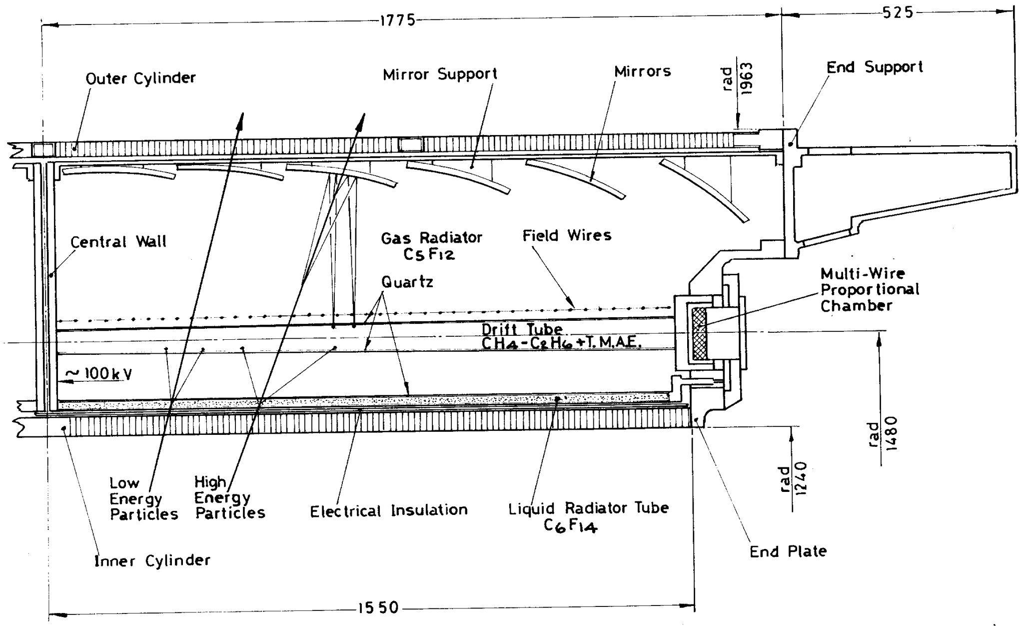


Abbildung 2.9: Längsschnitt durch ein Modul des Barrel-RICH Detektors

$$\cos\Theta_c = \frac{1}{\beta n}, \text{ wobei } \beta = \frac{v}{c} \tag{2.1}$$

$$m = \frac{p}{\beta\gamma}, \text{ wobei } \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

n ist der optische Brechungsindex des Driftmediums, Θ_c der gemessene Cherenkovwinkel, p der Impuls des Teilchens und m die Masse des Teilchens.

Der BRICH ist bzgl. der z-Koordinate in zwei Hälften unterteilt, die aus je 24 Detektormodulen bestehen. Abbildung 2.9 zeigt einen Längsschnitt durch eine solche Einheit.

Die Module sind von zwei konzentrischen Zylindern umschlossen ($R_{in} = 130\ cm$, $R_{out} = 190\ cm$), deren Material eine Bienenwabenstruktur aufweist, um die Strahlungslängen klein zu halten. Jedes Modul überdeckt einen Azimuthwinkel von 15° und besteht aus einem Flüssigkeitsradiator, einer Driftröhre mit einer Vieldrahtproportionalkammer und einem Gasradiator mit sechs Spiegeln.

Der Flüssigkeitsradiator

Jeder der 48 Radiatoren ist eine 1 cm dicke Box, gefüllt mit dem flüssigen Radiatormaterial C_6F_{14}. An der oberen Seite werden die Radiatoren von einem 4 mm dicken, UV-transparenten Quarzfenster begrenzt. UV Cherenkov-Photonen können somit aus dem Radiator austreten und werden direkt auf die Innenseite des 11 cm entfernten Photondetektors abgebildet. Auf die Quarzaußenseiten sind in einem Abstand von 6 mm in z 130 μm breite Metallstreifen in $r\phi$ Richtung gespannt. Sie tragen zur Definition des elektrischen Feldes bei, das für den Elektrondrift in der Driftröhre benötigt wird.

Der Gasradiator

Das Radiatorgas C_5F_{12} füllt das gesamte freie Volumen eines Moduls aus. Der eigentliche Gasradiator befindet sich oberhalb der Driftröhre und ist etwa 41 cm dick, damit trotz der geringen optischen Dichte des Radiatormaterials ausreichend viele Cherenkov-Photonen für die Messung erzeugt werden können. Die an der Außenseite des Gasradiators angebrachten parabolischen Spiegel reflektieren das Cherenkov-Licht und bilden es senkrecht auf die Oberseite des Driftvolumens ab. Unter gleichem Winkel entlang der Teilchenspur emittierte Photonen, werden auf einen Ring fokussiert. Das ist schematisch in Abbildung 2.10 dargestellt.

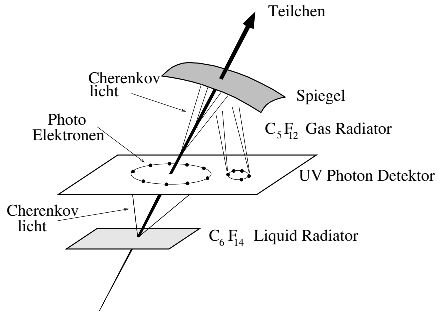


Abbildung 2.10: Prinzip der Cherenkovmessung des RICH Detektors

Damit das Radiatorgas nicht kondensieren kann (der Siedepunkt für C_5F_{12} liegt bei 28°C), werden der Detektor, die Gasleitungen etc. bei einer Temperatur von 40° betrieben.

Der Photondetektor

Eine Einheit des Photondetektors besteht aus zwei Driftröhren mit jeweils einer Vieldrahtproportionalkammer an ihren Enden (Bitube). Die Driftröhren sind aus UV-transparentem Quarz aufgebaut, damit die im ultravioletten Bereich erzeugten Photonen in die Röhre einfallen können. Sie haben eine Länge von 155 cm und eine Breite von 34.5 cm. Die Höhe variiert zwischen 4.2 cm an der Mittelwand und 6.2 cm an der Proportionalkammer.

Dieser Aufbau minimiert eine mögliche Absorption aufgrund transversaler Diffusion, da sich die driftenden Elektronen von den Rändern entfernen.
Die Füllung besteht aus einem Driftgas, dem eine geringe Menge eines photosensitiven Gases, dem TMAE[9], zugesetzt wird.
Das für den Elektronendrift nötige elektrische Feld wird durch 100 μm breite in $r\phi$-Richtung verlaufende Metallstreifen erzeugt, die in einem Abstand von 3 mm in z auf alle Quarzwände aufgedampft sind. Über eine Widerstandskette zwischen den Metallstreifen wird die an der Mittelwand angelegte Hochspannung von 54 kV zu den Drahtkammern hin auf Nullpotential

[9]Tetrakis Dimethylamino Ethylen $C_2[(CH_3)_2N]_4$

abgesenkt, wodurch ein homogenes elektrisches Feld in der Driftröhre erzeugt wird. Um Randeffekte im Detektor zu vermeiden und um einen kontrollierten Verlauf der Äquipotentialflächen zu gewährleisten, sind zusätzliche Metallstreifen bzw. Drähte auf dem inneren Zylinder des BRICH-Detektors, auf dem Flüssigkeitsradiator und an einem auf der Driftröhre befindlichen Drahtrahmen in 1 cm Abstand von der den Spiegeln zugewandten Quarzoberfläche angebracht.
Jede Driftröhre wird außen durch eine Vieldrahtproportionalkammer abgeschlossen, die den Nachweis einzelner Elektronen erlaubt. Dies wird durch eine Gasverstärkung von etwa $2 \cdot 10^5$ an den Anodendrähten erreicht, indem lawinenartig neue Elektronen durch Sekundärionisation in dem hohen elektrischen Feld der Anodendrähte erzeugt werden (Avalanche-Prozeß). Jede Kammer besitzt 128 in $r\phi$ Richtung gespannte Anodendrähte und 16 in jeweils 8 Blöcke unterteilte Kathodenstreifen, die in radialer Richtung ausgerichtet sind. Um den Nachweis ungewollter Elektronen, erzeugt durch UV-Photonen aus dem Avalanche-Prozeß, zu verhindern (Photon-Feedback), wurden Blenden, sogenannte Cloisons, zwischen den einzelnen Drähten installiert. Zusätzlich dienen aufgetragene Metallstreifen mit angelegter Hochspannung zur Felddefinition und zur Verhinderung statischer Aufladungen.

2.2.4 Luminositätsmessung

STIC und VSAT

Für die Luminositätsmessung sind nahe am Strahlrohr in den Vorwärtsbereichen bei z=±7.7 m ein Wolfram–Silizium–Kalorimeter, der VSAT [10], angebracht. Dieser Detektor überdeckt einen Winkelbereich von 5 mrad bis 7 mrad.

Die Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = (\sqrt{1.2^2 \cdot \frac{11.4^2}{E}} + 2.3)\%$$

Der STIC[11] [5] ist ein Sampling–Blei–Szintillator–Kalorimeter. Das blaue Licht, welches im Szintillator produziert wird, wird durch optische Fasern mit Grün–Wellenlängen–Schiebern (WLS[12]) zu den Photodetektoren auf der Rückseite geleitet. Der STIC besteht aus zwei zylindrischen Detektoren, die auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes im Abstand von 220 cm das Strahlrohr umschließen. Diese überdecken einen Winkelbereich von 29 bis 185 mrad. Der STIC besteht aus 49 Lagen 3.4 mm Bleiplatten, zwischen denen jeweils 3 mm dicke Szintillatorebenen liegen. Er ist unterteilt in zehn Ringe mit 16 Sektoren.

Da der Bhabha-Prozeß theoretisch vollständig bekannt ist und sich durch eine hohe Zählrate bei kleinem Untergrund auszeichnet, wird diese Streuung zur Messung der Luminosität verwendet. Die Kombination der Detektoren STIC und VSAT erlaubt eine genaue Bestimmung dieser Größe.

[10] **V**ery **S**mall **A**ngel **T**agger
[11] **S**mall **A**ngle **T**ile **C**alorimeter
[12] **W**ave **L**ength **S**hifter

2.2.5 Myonkammern und Szintillationszähler

Zwei Lagen von Driftkammern mit drei Ebenen dienen beim MUB[13] zum Nachweis von Myonen. Die zentralen Myonkammern sind die äußersten Spurdetektoren und liegen außerhalb der Spule 445 cm und 485 cm von der Strahlachse entfernt. Deren Rechteck–Aluminium–Profile mit den Maßen 3.65 m $\times$ 20.8 cm $\times$ 2.6 cm überdecken einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138°. Die Auflösung in $r\phi$ beträgt 4 mm und in z–Richtung 2.5 cm.

Im Vorwärtsbereich sind zwei Lagen Driftkammern installiert, die MUF's[14]. Sie bestehen jeweils aus einer 9×9 m^2 großen, in 4 Quadranten unterteilten Detektorfläche. Jeder Quadrant besteht aus zwei orthogonal zueinander stehenden Lagen, die x– und y–Informationen mit einer Genauigkeit von 1 mm liefern.

Die Lücke zwischen MUF und MUB wird durch die MUS [15] überdeckt, die im Polarwinkel von 43° bis 52° angebracht ist.

Myonen können mit diesem System mit einer Effektivität von 99% nachgewiesen werden.

Der Flugzeitmesser TOF[16] besteht aus 172 auf der Spulenoberfläche installierten Szintilationszählern. Die Module haben eine Größe von 19 x 2 cm^2 und eine Länge von 3.5 m. Die Auslese geschieht an beiden Enden mit Photomultipliern. Der TOF deckt einen Polarwinkelbereich von $41° < \theta < 131°$ ab und wird als schneller Trigger mit einer Zeitauflösung von 5 ns benutzt. Im Vorwärtsbereich befinden sich Szintillatorhodoskope (HOF[17]) zwischen HAC und der äußeren Lage der Myonkammern. Sie haben eine Dicke von 1 cm, eine Breite von 20 cm und eine Länge von 4,5 m. Die Zeitauflösung beträgt 5 ns. Sie dienen insbesondere zur Triggerung sogenannter paralleler Myonen, die durch Sekundärwechselwirkungen von Bremsstrahlung im LEP–Tunnel entstehen und für Kallibrationszwecke der Vorwärtskammern benutzt werden.

2.2.6 Der DELPHI Trigger

Das DELPHI Triggersystem [6, 7] ist in vier Stufen organisiert. Die ersten zwei Stufen sind Hardware–Trigger, die mit dem BCO[18] Signal synchronisiert werden, während die Stufen drei und vier nach der Datennahme ablaufen. In die erste Stufe gehen nur wenige, schnell verfügbare Informationen ein, wie das Überschreiten bestimmter Energien oder transversaler Impulse. Die T1–Entscheidung kann daher schon nach 4 μs gefällt werden, wodurch der Detektor im negativen Fall zum nächsten BCO wieder zur Datenaufnahme bereit ist[19]. In der zweiten Stufe werden Kombinationen von Subdetektorsignalen ausgewertet. Hier können nun auch Daten von Detektoren mit langen Driftzeiten verwendet werden, die auf der ersten Stufe noch nicht zur Verfügung standen. Die T2–Entscheidung füllt daher erst nach 39 μs, wodurch im negativen Fall ein BCO übersprungen wird. Im positiven Fall dauert nun die Auslese der Detektoren 4 ms. Auf der dritten Stufe werden dann die Kriterien der Stufe zwei

[13] **MU**on **B**arrelchamber
[14] **MU**on **F**orward chamber
[15] **MU**on **S**urround chamber
[16] **T**ime **O**f **F**light
[17] **H**odoscope **F**orward
[18] **B**unch **C**ross **O**ver
[19] Die Zeit zwischen zwei BCO–Signalen beträgt $22\mu s$.

noch einmal angewandt, mit inzwischen genauer berechneten Informationen. In der vierten Stufe können nun uninteressante Ereignisse noch intensiver herausgefiltert werden.

Die zentrale Recheneinheit, die aufgrund einer programmierbaren Logik die Triggerentscheidungen fällt, wird PYTHIA genannt. Abhängig von der Triggerentscheidung steuert nun die zentrale Trigger–Steuereinheit ZEUS die weitere Datenaufnahme. Von PYTHIA aus verzweigen sich die TDL's[20] baumartig zu den Subdetektoren und liefern deren Triggerinformationen. Die Triggereffizienz für hadronische Ereignisse in DELPHI ist besser als 99.998% [6].

Nach einer positiven Triggerentscheidung werden die Informationen aller Subdetektoren ausgelesen und verarbeitet. Parallel werden auch die sich zeitlich verändernden Parameter, wie Druck, Temperatur, Hochspannung und Gaszusammensetzung, der verschiedenen Elemente überwacht und zur späteren Datenverarbeitung in der Datenbank CARGO gespeichert.

2.2.7 Die Rekonstruktionsprogramme

Für die Datenverarbeitung bei DELPHI wird das Programmpaket DELANA[21] [8] verwendet. Die Speicherung aller Informationen und Resultate erfolgt mit dem Programmpaket TANAGRA[22] [9]. Mit dem Grafikprogramm DELGRA[23] kann jeder Schritt der Analyse graphisch dargestellt werden. Bei der Datenanalyse werden zunächst die Rohdaten der einzelnen Subdetektoren nacheinander ausgelesen, um die Daten zu dekodieren und zu kalibrieren. Diese Rohdaten beinhalten Raumpunkte, Driftzeiten, Pulshöhen usw. und werden in **TD**[24] Bänken abgespeichert. Dabei werden die technischen Informationen[25] über den jeweiligen Detektor von der Datenbank CARGO gelesen.

Nun werden, falls möglich, Spuren oder Energieschauer *lokal* mit Mustererkennungsprogrammen rekonstruiert und in einem detektorunabhängigen Format **TE**[26] abgespeichert. Nach einer *globalen* Mustererkennung werden Mehrdeutigkeiten aufgelöst und die Ergebnisse für die einzelnen Subdetektoren in **TK**'s[27] abgelegt.

Anschließend werden die Spurstücke, die in der TPC gefunden wurden mit den Spurstücken anderer Subdetektoren assoziiert. In Abbildung 2.11 sieht man einen Λ und einen $\bar{\Lambda}$ Zerfall im ID. In den Winkelbereichen der Sektorgrenzen der Zeitprojektionskammer wird nach Spurstücken im ID und OD gesucht, da dort die TPC keine Informationen liefert. Im Vorwärtsbereich wird schwerpunktmäßig die FCB benutzt, um die von der TPC gelieferten Informationen zu verifizieren, da dort die Sensitivität der zentralen Spurdetektoren gering ist. In einem sogenannten *second stage pattern recognition* wird nun versucht, durch einen erneuten, auf den vorhandenen Informationen basierenden Spurfit unassoziierte Spurstücke zuzuordnen oder noch neue Spuren zu identifizieren. Schauer in den Kalorimetern werden nun den Spuren geladener Teilchen zugeordnet. Unassoziierte Schauer werden als neutrale Spuren deklariert.

[20] **T**rigger **D**ata **L**ines
[21] **DEL**PHI **ANA**lysis
[22] **T**rack **ANA**lysis and **GRA**phics package
[23] **DEL**PHI **GRA**phics package
[24] Pattern recognition input data
[25] Geometrie aller Teile der Detektoren, Detektorstatus und Kalibrationsdaten
[26] **T**rack **E**lements
[27] Fitted track

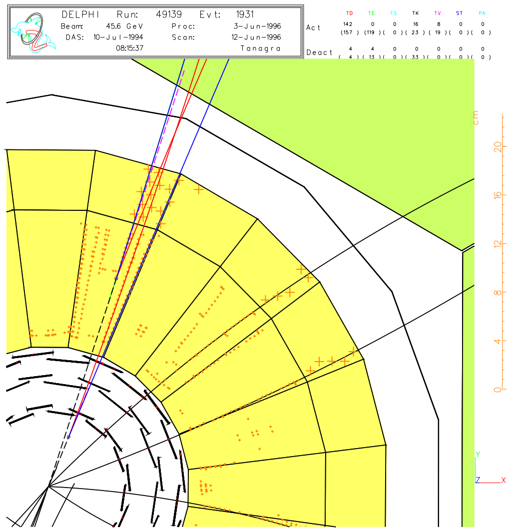


Abbildung 2.11: Spurrekonstruktion

Schließlich werden die Spuren in die Myonkammern extrapoliert und die Daten der Cherenkovdetektoren analysiert, um den Spuren Massen zuordnen zu können und mit den Spurinformationen unter besonderer Berücksichtigung des VD der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Die Genauigkeit der Vertexrekonstruktion liegt bei etwa 10 μm in y, bei 39 μm in x uns bei 68 μm in z [10].

Nach der Rekonstruktion werden die Ergebnisse in **DST**'s[28] gespeichert. Diese Daten werden nun weiter aufbereitet, analysiert und korrigiert. Für die Simulation werden die Effizienzen und Auflösungen der simulierten Subdetektoren genau an die Verhältnisse der aktuellen Daten angepasst. Die Datenqualität wird weiter verbessert, sobald die Kallibration im Verlaufe der Datennahme besser bekannt ist. Die Aufbereitung der Daten beinhaltet:

- Sekundäre Vertices, also Zerfälle langlebiger Teilchen, werden rekonstruiert und die Spur einlaufender Teilchen gespeichert.
- Photonen, die im Detektor in Elektron–Positron Paare konvertieren, werden gesucht und dessen Spurparameter gespeichert
- Die Daten der RICH Detektoren werden erneut analysiert
- Leptonen werden identifiziert

Die so analysierten Daten werden als Short DST oder X–SHORT DST[29] abgespeichert. Die mittlere Größe eines Ereignisses liegt bei etwa 30 kB. Die komplette Analysekette ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

DST formatierte Datensätze werden in fast ganz DELPHI einheitlich benutzt. Ein aufwendiges Umformatierungsprogramm[30] erlaubt es der Wuppertaler Arbeitsgruppe, Informationen

[28]**D**ata **S**ummary **T**apes
[29]**EX**tended SHORT DST
[30]Wuppertal NEWMINI

vom Short—DST zu filtern, um dann CERN–unabhängig mit denen für die Arbeitsgruppe interessanten Daten weiterzuarbeiten.

2.2.8 Die Simulation des Detektors

Für die Korrektur der Daten auf Detektorakzeptanz-, Auflösungs- und Schmiereffekte wird ein detailliertes Detektorsimulationsprogramm benötigt. Zu diesem Zweck wurde DELSIM[31] [11] entwickelt. Ziel des Programmes ist es, möglichst alle Detektorfunktionen und Detektoreffekte, wie z.B. Streuung an und Absorbtion in Detektormaterial, zu simulieren.

DELSIM schreibt Rohdatenfiles, das bedeutet, daß DELSIM simulierte Ereignisse in die gleiche Analysekette (TANAGRA und DELANA) wie Daten eingeschleust werden können und anschließend direkt mit den physikalischen Messungen verglichen werden. In DELSIM sind folgende Prozesse simuliert:

- Generierung von e^+e^- Annihilationsereignissen
- Die Spurgenerierung des Endzustandes dieses Ereignisses durch den Detektor
- Berücksichtigung der Detektorkomponenten mit Hilfe der Datenbank CARGO
- Simulation sekundärer Zerfallsvertices
- Simulation von schwacher und hadronischer Wechselwirkung mit Detektormaterial durch GEANT [12]
- Simulation von Photoeffekt
- Simulation von δ Elektronen
- Simulation von Bremsstrahlung
- Simulation von Annihilation von Positronen
- Simulation von Paarproduktion
- Simulation von Compton Streuung
- Simulation der Messung dieser Spuren durch die verschiedenen Subdetektoren

Die Simulation berücksichtigt detailliert das aktuelle Ansprechverhalten, mittlere Effizienz und Auflösungsvermögen der Detektorkomponenten. Für die Simulation der e^+e^- Prozesse stehen die Generatoren ARIADNE [13], JETSET [14] und HERWIG [15] zur Verfügung. Eine ausführliche Beschreibung der diesen Programmen zugrunde liegenden Modelle folgt in Abschnitt 4.

Die besonders für LEP2 dominierende Photonabstrahlung wird mit dem Programm DYMU3 [16] berechnet. DYMU3 simuliert Photonbremsstrahlung des initialen e^+e^- Paares in zweiter Ordnung QED plus Exponenzierung von Termen aus weicher Photonabstrahlung. Um

[31] **DEL**PHI Event generation and Detector **SIM**ulation

eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen zu erreichen, werden die Parameter der Generatoren an die Daten angepaßt und die Zerfälle schwerer Quarks den neuesten experimentell gewonnenen Ergebnissen entsprechend eingearbeitet [17]. Als Alternative für die Generierung von Myonpaarereignissen steht der Generator KORALZ [18] zur Verfügung.

Das Programmpaket DELSIM verfolgt für die Simulation analog zu den Daten jede Spur durch die Detektoren und berechnet wie schon beschrieben TE's und TK's, die dann auch im DST Format abgespeichert werden.

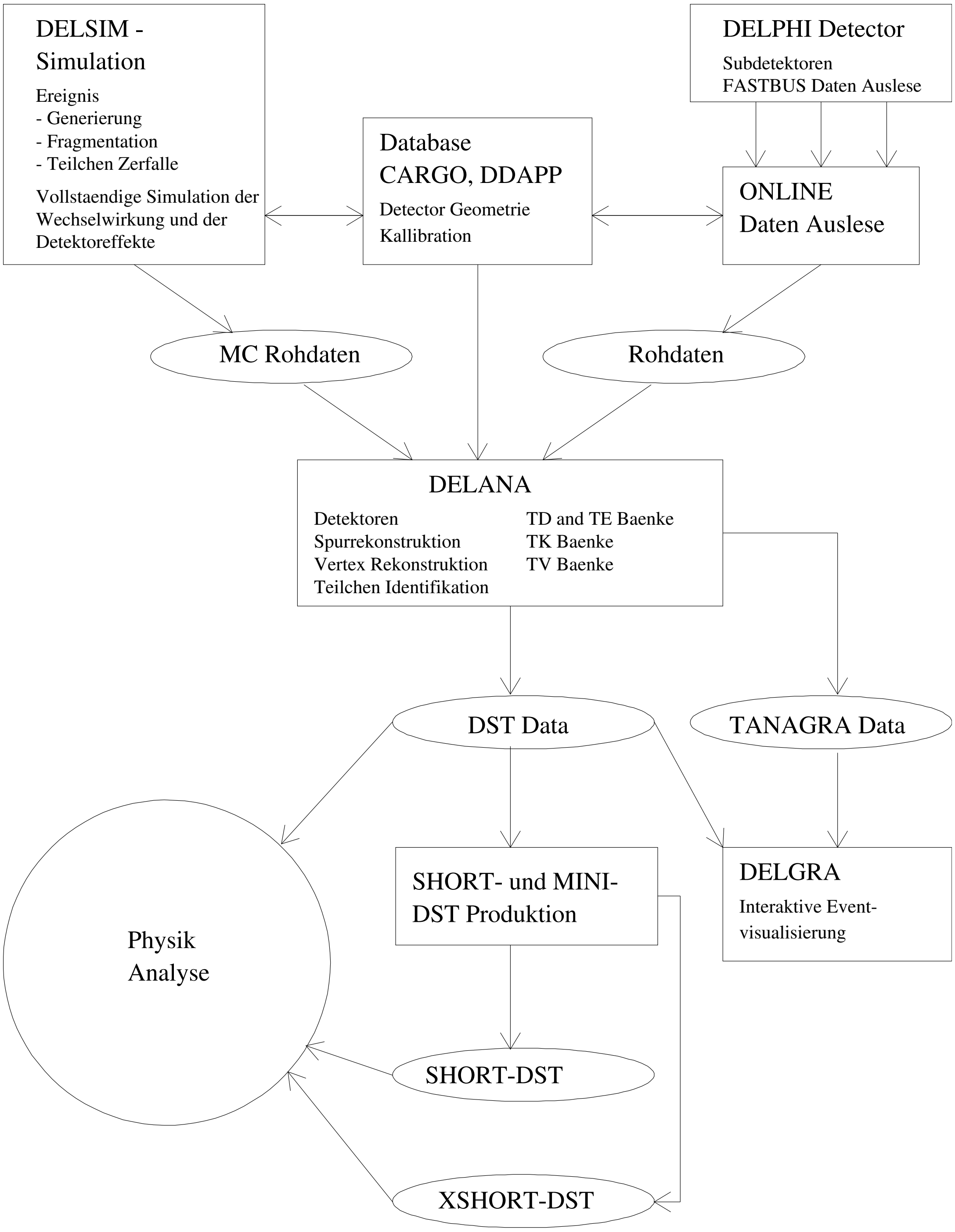


Abbildung 2.12: Datenfluß in DELPHI

Kapitel 3

Das Standardmodell

3.1 Einführung

Die der Elementarteilchenphysik zu Grunde liegende Theorie ist die relativistische Quantenfeldtheorie. Deren Bewegungsgleichung ist die Dirac–Gleichung, die so komplex ist, daß sie nicht vollständig gelöst werden kann. Es existieren pertubative Lösungsansätze [19] und numerische Näherungen, die auf Großrechnern in aufwendigen Gittereichrechnungen durchgeführt werden. Forschungsgebiete der Elementarteilchenphysik sind die elekromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung.

In den späten sechziger Jahren kombinierten Glashow, Salam und Weinberg die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung (QED) mit der Theorie der schwachen Wechselwirkung [20, 21, 22]. Etwas früher wurden von Gell–Mann [23] und Zweig [24] unabhängig voneinander neuartige Elementarteilchen vorhergesagt, die Quarks. Diese Elementarteilchen sollten die Bausteine aller beobachtbaren Materie sein. Jeweils drei solcher Quarks (qqq), oder drei Antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), bilden die sogenannten Baryonen, wobei Mesonen jeweils aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt sind ($q\bar{q}$). Es gibt verschiedenartige Quarks, die up (u), down (d), charm (c), strange (s), bottom (b) und top (t) Quarks (siehe Tabelle 1.1). Sie unterscheiden sich in Ladung, Masse und Quantenzahlen. 1964 wurde am Brookhaven National Laboratory ein neuartiges Teilchen entdeckt, das Ω^-, welches aus drei s–quarks besteht, von denen zwei aber in identischen Quantenzuständen und damit ununterscheidbar sind. Die zugehörigen Wellenfunktionen sind identisch und unter Vertauschung invariant. Das ist eine Verletzung des Pauli–Prinzips[1]. denn Teilchen mit halbzahligem Spin gehorchen der Fermi–Dirac Statistik, die besagt, daß Fermionwellenfunktionen unter Teilchenaustauch antisymmetrisch sind. Um dieses Problem zu vermeiden, wurde ad hoc die sogenannte Farbladung eingeführt. Dieses Konzept liefert einen neuen Freiheitsgrad, so daß die beiden vorher identischen Quarks sich nun in der Farbladung unterscheiden.

Es gibt drei verschiedenartige Farbladungen (und die dazugehörigen Antifarben), die man rot, blau und grün nennt. Die Theorie der Wechselwirkung farbgeladener Objekte nennt man QCD[2]. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die $SU(3)$. Einer der fundamentalen Sätze die-

[1] Das Pauli Prinzip besagt, daß zwei Fermionen innerhalb eines abgeschlossenen Systems nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen können

[2] **Q**uanten **C**hromo **D**ynamik

ser Theorie besagt, daß alle beobachtbaren Teilchen farbneutral und damit Singlettzustände dieser Gruppe sind. Diese Hypothese nennt man *confinement*. Ein Baryon wird aus drei verschiedenfarbigen Quarks zusammengesetzt, so daß sich die "Mischfarbe" weiß ergibt, während ein Meson jeweils aus Farbe und Antifarbe gebildet wird. Bei e^+e^- Kollisionen mit Schwerpunktenergien oberhalb 10 GeV beobachtet man die Formierung von Hadronen in Form von Teilchenbündeln. Diese sogenannten Jets repräsentieren das ursprüngliche Quark–Antiquark Paar.

Die QCD bildet zusammen mit der vereinheitlichten elektroschwachen Theorie das Gerüst des Standardmodells. Die zugrundeliegende Symmetrie ist eine $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)_\gamma$ Gruppe.

Die abelsche Gruppe U(1) beschreibt die QED[3] und wirkt auf die sogenannte schwache Hyperladung Y. Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ladung Q, der dritten Komponente des Isospins I_3 und der Hyperladung Y ist durch die Gell–Mann–Nishijima–Formel gegeben:

$$Q = I_3 + Y \tag{3.1}$$

Die lokale Eichinvarianz der Dirac–Gleichung unter U(1) Transformationen führt auf das eindimensionale Vektorpotential B_μ aus den Maxwell Gleichungen. Für die Darstellung der schwachen Wechselwirkung wird die nicht–abelsche Gruppe SU(2) verwendet. Die schwache Kraft wirkt dabei auf den schwachen Isospin. Die fundamentalen Vektormesonen der schwachen Wechselwirkung bilden ein masseloses Isotriplett $\vec{W}_\mu = \left(W_\mu^+, W_\mu^-, W_\mu^{(3)}\right)$. Aus den Eichfeldern $\vec{W}_\mu$ und B_μ können physikalische Observablen durch Linearkombination gebildet werden:

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_{3,\mu} - \sin\theta_W B_{3,\mu} \tag{3.2}$$
$$A_\mu = \sin\theta_W W_{3,\mu} + \cos\theta_W B_{3,\mu} \tag{3.3}$$

Der Mischungswinkel dieser Linearkombinationen wird Weinberg–Winkel genannt. Es gilt:

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad , \tag{3.4}$$

wobei M_W und M_Z die Massen der W bzw. Z Bosonen sind.

Infolge eines Mechanismus, den man spontane Symmetriebrechung nennt, erhalten drei Bosonen (W^+, W^-, Z_μ) eine Masse, und eines (das A^0) bleibt masselos.

Da Leptonen keine Farbladung tragen, sind sie nicht sensitiv auf die starke Kraft. Die schwache Kraft verletzt das Konzept Parität, die Symmetrie wird unter räumlicher Spiegelung nicht erhalten. Das bedeutet, daß die schwache Kraft an gleiche Teilchen mit verschiedenen Helizitäten unterschiedlich stark koppelt. $W^\pm$ Bosonen koppeln nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen.

[3]**Q**uanten**e**lektro**d**ynamik

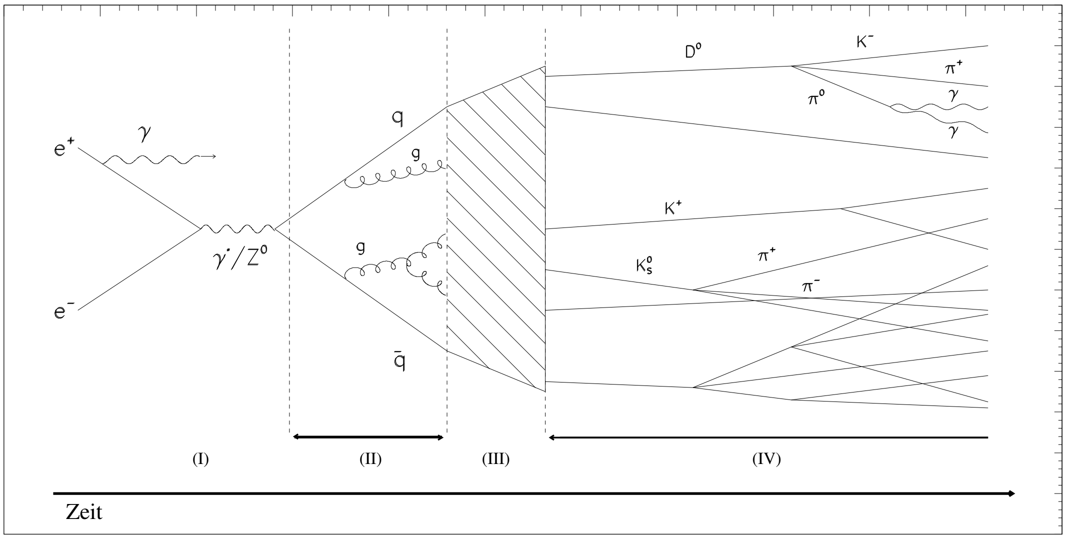


Abbildung 3.1: Modell des Prozesses e^+e^-. Der Prozeß kann in vier Phasen gegliedert werden: Die QED Phase (I), die pertubative Phase (II), die Hadronisierungsphase (III) und die Zerfallsphase(IV).

3.2 Die Quanten Chromodynamik

Die SU(3) ist die erzeugende Gruppe der starken Wechselwirkung. Dazu gehört eine lokale Invarianz gegenüber Drehungen im Farbraum. Die Basis dieser Gruppe bilden die drei Farbladungen rot, blau und grün. Die Lagrangedichte der QCD ist analog zur QED konstruiert. In [25] wird dieser Vorgang ausführlich beschrieben. Der einzig freie Parameter in der Lagrangedichte ist die Kopplungskonstante α_s. Es gibt acht Eichfelder A^i_μ, die Gluonen. Sie tragen die folgenden Farbladungen:

$$r\bar{g},\ r\bar{b},\ g\bar{r},\ g\bar{b},\ b\bar{r},\ b\bar{g},\ \left(r\bar{r}-g\bar{g}\right)/\sqrt{2},\ \left(r\bar{r}+g\bar{g}+2b\bar{b}\right)/\sqrt{6} \tag{3.5}$$

Die Farbladung der Gluonen führt zu einer Selbstkopplung und damit auch zu einer Abnahme der Kopplungskonstanten mit wachsender Energie. Mit Hilfe der Feynmanregeln der QCD lassen sich Wirkungsquerschnitte in einer Störungsreihe in α_s entwickeln. Dieser pertubative Ansatz ist für $\alpha_s \ll 1$ gültig. Dies ist aber nur bei Prozessen mit hohem Impulsübertrag Q^2 gerechtfertigt.

Aus der e^+e^- Annihilation (Abbildung 3.1) entsteht ein Quark-Antiquark Paar. Es folgt die Phase harter QCD Prozesse mit hohen Impulsüberträgen. Durch Gluonabstrahlung und Gluonselbstkopplung entstehen neue Partonen. In dieser Phase ist die pertubative QCD anwendbar. Da bei dem e^+e^- Prozeß der hadronische Anfangszustand genau bekannt ist, kann so der pertubative Teil errechnet werden. Bei immer weiter verzweigenden Partonen nimmt der Impulsübertrag weiter ab. Ist er in der Größenordnung der Ausdehnung von Hadronen, formieren sich die farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Objekten. Diese Phase, die sogenannte Hadronisierung, ist nicht mit pertubativen Methoden zugänglich. Es besteht bislang kein vollständig analytisches Modell zur Vorhersage der Fragmentation von Partonen in Hadronen. Mit Hilfe von Monte Carlo Programmen (Kapitel 4) wird diese Phase sehr erfolgreich simuliert. Allerdings sind bei den Simulationsprogrammen eine große Anzahl freier Parameter anzupassen, um zufriedenstellende Ergebnisse zu erzielen [17]. Die Anzahl der Jets im Endzustand, aber auch die Topologie des hadronischen Endzustandes, hängen von der Kinematik des partonischen Anfangszustandes ab. Daher kann man bei stiftartigen Ereignissen auf weich abgestrahlte Gluonen schließen, während sphärische Ereignisse auf harte Gluonabstrahlung hinweisen. Zur topologischen Beschreibung eines Ereignisses werden Ereignisformgrößen herangezogen, die in Kapitel 7.1 vorgestellt werden.

Manche solcher Größen sind infrarot stabil und kolinearitätssicher. Das bedeutet, daß sich deren Werte weder bei Aufteilung des Endzustandes in zwei kolineare, noch bei Abstrahlung von Teilchen verschwindender Energie, ändern. Beide in Kapitel 7.2 benutzten Variablen erfüllen diese Voraussetzung. Die Ereignisrate solcher Größen (y) mit $y < y_{cut}$

$$R\left(y_{\mathrm{cut}}\right) = \frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}} \int\limits_{0}^{y_{cut}} dy \frac{d\sigma}{dy} \tag{3.6}$$

läßt sich als Störungsreihe in α_s folgendermaßen entwickeln:

$$R\left(y_{cut}\right) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(y_{\mathrm{cut}}) \alpha_s^n(Q^2) \tag{3.7}$$

Die Entwicklungskoeffizienten $A_n(y)$ berechnen sich durch Integration der QCD–Matrixelemente. Dazu gibt es numerische Näherungsrechnungen [26].

3.2.1 Die Renormierungsgruppengleichung

Bei der Berechnung höherer Ordnungen der Störungsreihe im Feynmankalkül treten Schleifengraphen auf, die die Rechnung divergieren lassen. Um dennoch Störungsrechnung anwenden zu können, werden Korrekturterme eingeführt, die die Divergenzen beheben und zu endlichen, physikalisch sinnvollen Ergebnissen führen. Diese Technik nennt man Renormierung. Diese Korrekturterme werden in der Lagrangedichte eingeführt. Dabei werden nur physikalisch nicht zugängliche Größen wie die Quark- und Gluonfelder, die Kopplungskonstante und die Masse modifiziert. Die Forderung nach Kompensation der divergenten Beiträge der Schleifengraphen legt den Zusammenhang zwischen den renormierten und den “nackten” Größen nur bis auf endliche Anteile fest. Die Fixierung dieser Anteile erfolgt durch die Wahl des Renormierungsschemas und des Renormierungspunktes, des Energiewertes bei dem die energieabhängigen Schleifenkorrekturen in der Renormierung der nackten Größen absorbiert werden. Durch geeignete Wahl des Renormierungspunktes, d.h. der renormierten Kopplungskonstanten, kann die Konvergenz der Störungsreihe verbessert werden. Aus der Forderung nach Invarianz der Resultate unter Variation des Renormierungspunktes erhält man die Renormierungsgruppengleichung. Sie beschreibt das Transformationsverhalten der renormierten Größen bei Variation des Renormierungspunktes und ermöglicht so auch die Übertragung von Resultaten, die für eine Renormierungsskala μ^2 angegeben werden, auf eine andere Skala. Es gilt:

$$\mu^2 \frac{d\alpha_s\left(\mu^2\right)}{d\mu^2} = -b_0\alpha_s^2 - b_1\alpha_s^3 + \mathcal{O}\left(\alpha_s^4\right) \tag{3.8}$$

mit der Renormalisierungsgruppenfunktion $\beta(\alpha_s)$. Deren Koeffizienten werden mit den Schleifenkorrekturen des Gluonpropagators (Abbildung 3.2) berechnet. Vakuumpolarisation führt bei einer abelschen Theorie wie der QED zu einem Anwachsen der Kopplungskonstanten, während der Effekt sich bei der QCD wegen der Eichboson Selbstkopplung genau umkehrt.

(a) Gluonschleife $\propto C_A$

(b) Fermionschleife $\propto -T_f N_f$

Abbildung 3.2: Schleifenkorrekturen nächstführender Ordnung

Für QCD–Prozesse erhält man aus diesen Feynmandiagrammen:

$$b_0 = \frac{11C_A - 4T_fN_f}{12\pi} = \frac{33-2N_f}{12\pi} \tag{3.9}$$

$$b_1 = \frac{17C_A^2 - 10C_AT_fN_f - 6C_fT_fN_f}{24\pi^2} = \frac{153-19N_f}{24\pi^2} \quad , \tag{3.10}$$

wobei N_F die Anzahl der aktiven Quarkflavours ist. Die Farbfaktoren $C_A = 3, C_f = 4/3$ und $T_f = 1/2$ sind bekannte Theoriekoeffizienten (Gewichte der Dreigluonkopplung, Gluonbremsstrahlung und Quark–Antiquarkbildung). Bei LEP Energien ist N_f=5.

Die Lösung der Renormierungsgruppengleichung (3.8) kann in zweiter Ordnung folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\alpha_s = \frac{1}{b_0 \ln\left(\mu^2/\Lambda^2_{\overline{MS}}\right)}\left[1 - \frac{b_1 \ln\left(\ln\left(\mu^2\Lambda_{\overline{MS}}\right)\right)}{b_0^2 \ln\left(\mu^2\Lambda_{\overline{MS}}\right)}\right] \tag{3.11}$$

Diese Gleichung benutzt die QCD–Skala $\Lambda_{\overline{MS}}$. Das Renormierungsschema ist das "modified minimal subtraction sheme" [27]. Gleichung 3.11 beschreibt die asymptotische Freiheit der QCD. Bei sehr hohen Impulsüberträgen spüren die Teilchen keine Kraft bezüglich Ihrer Farbladung. Bei sehr kleinen Impulsüberträgen divergiert die Kopplungskonstante, d.h. die QCD ist infrarot instabil.

3.2.2 Supersymmetrische QCD

In einer supersymmetrischen Erweiterung der QCD treten weitere Teilchen und Kopplungen auf. Jedes Fermion wird um ein Partnerboson ergänzt. Jedes Quark erhält als supersymmetrischen Partner ein sogenanntes S-Quark, die Gluonen werden um Gluinos ergänzt. Die Massen der S-Quarks sind sehr hoch, aber Gluinos haben wahrscheinlich eine kleine Masse im Bereich von einigen GeV [28]. Solche würden bei LEP zum Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ beitragen. Die Graphen aus Fig. 3.2 müßten dann um die folgenden Feynmangraphen ergänzt werden.

(a) Gluino–Gluonkopplung

(b) Beitrag der Gluinoschleife zu $b_0 \propto -3T_f$

Abbildung 3.3: Schleifenkorrekturen nächstführender Ordnung

Der Beitrag aus der Gluinoschleife in Fig. 3.3(b) führt zu einer Reduzierung der Energieabhängigkeit der starken Kopplung α_s. Der Farbfaktor des Gluinopaarbildungsgraphen ist $3T_f$ [28]. Er entspricht somit dem Beitrag dreier zusätzlicher Flavours. Bezieht man den Gluinographen in die Berechnug der Vakuumpolarisation mit ein, so ergibt sich für die beiden niedrigsten Koeffizienten der Renormierungsgruppenfunktion [28]:

$$\begin{aligned} b_0 &= \frac{27 - 2N_f}{12\pi} \\ b_1 &= \frac{81 - 19N_f}{24\pi^2} \end{aligned}$$

3.2.3 Exponentiation führender Logarithmen

Eine Analyse unter Verwendung von Störungsrechnungen ist in allen Ereignisformvariablen auf den Mehrjetbereich beschränkt. Zweijetartige Ereignisse erzeugen bei der Integration der Matrixelemente große Terme höherer Ordnung. In diesem Bereich, der auch semiinklusiver Bereich genannt wird, wird daher jede pertubative Entwicklung bis zu einer festen Ordnung versagen. Eine Ausdehnung der theoretischen Vorhersage in diesen Bereich gelingt nur, wenn es möglich ist, die auftretenden logarithmischen Terme für alle Ordnungen zu resumieren.

Die Ereignisrate in Gleichung 3.6 läßt sich in folgender Weise schreiben [29, 30]:

$$R(y) = C(\alpha_s) \sum(\ln y, \alpha_s) + F(y, \alpha_s) \tag{3.12}$$

Die Funktion $F(y, \alpha_s)$ konvergiert gegen Null im Limes zweijetartiger Ereignisse $y \to 0$. Alle in diesem Grenzfall divergenten oder nicht verschwindenden Terme können in dem ersten Term von Gleichung 3.12 zusammengefaßt werden. Da C nicht von α_s abhängt, können so beide Funktionen, C und F, über den gesamten Bereich entwickelt werden.

$$
\begin{aligned}
C(\alpha_s) &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \alpha_s^n && (3.13)\\
F(y, \alpha_s) &= \sum_{n=1}^{\infty} F_n(y) \alpha_s^n && (3.14)
\end{aligned}
$$

Falls y eine exponenzierende Größe ist, lassen sich die in der Entwicklung auftretenden doppelten Logarithmen in Gleichung 3.14 zu einer Exponentialfunktion kombinieren. Diese Exponentiation ist möglich, wenn das Matrixelement für die Produktion des zu untersuchenden Mehrteilchenzustandes sowie der zugehörige Mehrteilchenphasenraum faktorisieren [31]. Der Logarithmus von $\sum(\ln y, \alpha_s)$ besitzt die Entwicklung

$$
\begin{aligned}
\ln \sum(\ln y, \alpha_s) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{n+1} G_{mn} \alpha_s^n L^m && (3.15)\\
&= \underbrace{L \sum_{n=1}^{\infty} G_{nn+1} (L\alpha_s)^n}_{\text{LL}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} G_{nn} (L\alpha_s)^n}_{\text{NLL}}\\
&+ \underbrace{\alpha_s \sum_{n=2}^{\infty} G_{nn-1} (L\alpha_s)^{n-1} + \alpha_s^2 \sum_{n=3}^{\infty} G_{nn-2} (L\alpha_s)^{n-2} + \ldots}_{\text{subdominant}} \quad ,
\end{aligned}
$$

mit $L = \ln(1/y) - 1/y_{\max+1}$, wobei $y_{\max}$ die obere kinematische Grenze der jeweiligen Variablen ist. Die mit LL[4] und NLL[5] bezeichneten Reihen resumieren die führenden und nächstführenden Logarithmen über alle Ordnungen. Die noch verbleibenden Logarithmen sind gegenüber diesen Termen um einen Faktor α_s unterdrückt (daher subdominant). Diese subdominanten Terme werden vernachlässigt. Für die in Kapitel 7.2 untersuchten Ereignisformvariablen existieren analytisch resumierte Ausdrücke als Funktion von $L\alpha_s$ [29, 30].

3.2.4 Kombination von NLLA und Störungsrechnung

Die Resumierung liefert eine akkurate Beschreibung der Theorie im Bereich weicher Gluonabstrahlung, also im Zweijetbereich. Dieser Bereich ist für hohe LEP Energien mit geringer Statistik von großer Bedeutung, denn die Mehrzahl der Ereignisse liegen in diesem Bereich. Trotzdem ist auch der Bereich harter Gluonabstrahlung von Interesse. Dieser Bereich wird von Störungsrechnungen abgedeckt. Eine Kombination beider Methoden ist also wünschenswert. Man erhält so eine verbesserte Vorhersage über einen großen kinematischen Bereich. Hierzu gibt es mehrere Methoden. In der in Kapitel 7.2 vorgestellten Analyse [32] wird das

[4] Leading Logarithms
[5] Net to Leading Logarithms

sogenannte $\ln(R)$ Schema benutzt. Logarithmiert man den Ausdruck in Gleichung 3.12 erhält man:

$$\begin{aligned}\ln R &= \ln \sum(L,\alpha_s) + \ln\left[C(\alpha_s) + \frac{F(y,\alpha_s)}{\sum(L,\alpha_s)}\right] \\ &= \ln \sum(L,\alpha_s) + H_0(\alpha_s) + H(y,\alpha_s)\end{aligned} \tag{3.16}$$

H_0 ist der konstante und H der im Grenzfall $y \to 0$ verschwindende Anteil von $(F(y,\alpha_s))/(\sum(L,\alpha_s))$. Diese Funktionen können durch Vergleich mit Gleichung 3.7 bis zur zweiten Ordnung bestimmt werden. Dazu wird der Logarithmus von Gleichung 3.7 bis zur zweiten Ordnung entwickelt:

$$\ln R(y) = A_1(y)\alpha_s + (A_2(y) - \frac{1}{2}A_1^2(y))\alpha_s^2 + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \quad . \tag{3.17}$$

Die Kombination der Gleichungen3.14 und 3.16 liefert einen Ausdruck für eine gemeinsame Vorhersage des Verlaufes der Variablen im partonischen Endzustand. Das Partonniveau wird mit Hilfe von Simulation auf Hadronniveau extrapoliert (Kapitel 7.2), so daß ein Vergleich mit den Daten möglich ist.

Kapitel 4

Simulation hadronischer Ereignisse

4.1 Monte Carlo Generatoren

Um die gemessenen Daten interpretieren und mit Standardmodellvorhersagen vergleichen zu können, werden Ereignisgeneratoren eingesetzt. Diese Programme errechnen mögliche Teilchenspuren einer $e^+e^- \to \mathrm{Z}/\gamma \to q\bar{q} \to$ Hadronen Annihilation. Dazu werden die vier Phasen dieses Prozesses (Abbildung 3.1) aus einem fest definierten Anfangszustand, der Energie und dem Impuls des initialen Elektron und Positron, erzeugt. Am Ende dieser Simulationskette stehen Spuren mit allen kinematischen Informationen der auslaufenden stabilen Hadronen zur Verfügung.

Für eine solche Simulation hadronischer Endzustände wird die sogenannte Monte Carlo Technik angewandt, um statistische Aussagen über die analytisch nicht zugängliche Annihilation zu gewinnen. Diese Technik bedient sich der Gesetze der Statistik, indem gleichverteilte und unkorrelierte Zufallszahlen erzeugt werden, mit denen durch spezielle Gewichtungsfunktionen (zum Beispiel Fragmentierungsfunktionen) physikalische Prozesse simuliert werden können. Auf diese Art wird das Zufallsprinzip der Quantenmechanik nachempfunden. Die drei Programmpakete JETSET/PYTHIA [14], ARIADNE [13] und HERWIG[1] [15] sollen hier kurz vorgestellt werden.

4.1.1 Partonischer Anfangszustand

Die erste Phase der Simulation berechnet den elektroschwachen Anteil des gesamten Prozesses, den Übergang von e^+e^- über ein Z oder γ mit Abstrahlung von Photonen in ein initiales Quark/Antiquarkpaar. Dieser Prozeß ist gut verstanden und kann sehr exakt vorhergesagt werden.

In der zweiten Phase werden die initialen Quarks in einer Schauerkaskade aufgespalten. Dabei werden neue Partonen gebildet, indem Gluonen abgestrahlt werden, die dann selbst auch aufspalten können (Abbildung 3.1). Diese Phase wird durch die Theorie der QCD beschrieben. Die Partonschauerentwicklung ist in Störungsrechnung und NLLA[2] bekannt.

[1] **H**adron **E**mmission **R**eactions **W**ith **I**nterfering **G**luons
[2] **N**ext to **L**eading **L**og **A**pproximation

Matrix Elemente

Der Matrix–Elemente Ansatz ist in den Programmpaketen JETSET/PYTHIA und HERWIG implementiert. Hier werden Feynmangraphen bis zur zweiten Ordnung gerechnet, um die Aufspaltung der Partonen vorherzusagen. Dabei werden weniger signifikante Graphen vernachlässigt. Sobald die Impulsüberträge in die Größenordnung von Hadronen kommen, setzt die Fragmentierungsphase ein. Bei diesem Modell können maximal vier Partonen erzeugt werden.

Parton Schauer

Im Partonschaueransatz werden keine Feynmandiagramme bis zu einer bestimmten Ordnung analysiert, sondern mit LLA[3] resumierte führende Logarithmen unter Vernachlässigung höherer Ordnungen berechnet. In den verschiedenen Programmen werden Vereinfachungen in kinematischen Variablen verwendet, wodurch die Vorhersagekraft für die Emission harter Partonen unter großen Winkeln eingeschränkt ist. Die Algorithmen beruhen auf einer sukzessiven Fortführung der Zerfälle $q \to qg$, $g \to gg$, $q \to q\bar{q}$. Die Wahrscheinlichkeit P für den Übergang $a \to bc$ bei kleiner Änderung des Entwicklungsparameters $t = \ln\left(Q^2_{\text{evol}}/\lambda^2\right)$ wird durch die Altarelli–Parisi–Gleichung [33] beschrieben.

$$\begin{aligned}
\frac{\mathcal{P}_{a\to bc}}{dt} &= \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\mathcal{P}_{a\to bc} \qquad (4.1)\\
\mathcal{P}_{q\to qg} &= C_F \frac{1+z^2}{1-z}\\
\mathcal{P}_{g\to gg} &= N_c \frac{(1-z(1-z))^2}{z(z-1)}\\
\mathcal{P}_{g\to q\bar{q}} &= T_R(z^2+(1-z)^2)
\end{aligned}$$

mit $C_F = 4/3$, $N_C = 3$ und $T_R = N_F/2^5$. z beschreibt die Aufspaltung der Viererimpulse zwischen der produzierten Teilchen b und c. Die verschiedenen Generatoren verwenden unterschiedliche Skalen und Entwicklungsparameter für den Parton–Schauer. So werden in HERWIG und JETSET $p_\perp$ als Skala für α_s angesetzt. In HERWIG ist der Entwicklungsparameter (Q^2_{evol}) jedoch winkelabhängig.

$$(Q^2_{\text{evol}}) = E^2\,(1-\cos\theta) \qquad (4.2)$$

Dadurch führt eine Abnahme von (Q^2_{evol}) bei konstanter Zerfallsenergie E zu einer Verringerung der Öffnungswinkel bei nachfolgenden Zerfällen. Diesen Effekt nennt man angular ordering. In JETSET wird diese Winkel–Zerfallstopologie erzwungen. In beiden Programmen werden die ersten Zerfälle vom Typ $q\bar{q}g$ eines Schauers mit Matrix Elementen erster Ordnung erzeugt. Auch diese Methode ist in den Programmpaketen JETSET/PYTHIA und

[3]**L**eading **L**og **A**pproximation

HERWIG verfügbar.

Einen anderen Weg verfolgt ARIADNE. Das Farb–Dipol Modell spannt Stringstücke zwischen Partonen auf, die dann gelegentlich aufspalten und dabei Gluonen emittieren. Der Wirkungsquerschnitt dieser Partonproduktion ist:

$$dn = \frac{3\alpha_s}{4\pi}\frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2}dyd\phi \tag{4.3}$$

$k_\perp$, y und ϕ sind der Transversalimpuls, die Rapidität (Gleichung 6.17) und der Azimutalwinkel des abgestrahlten Gluons. Der initiale Farbdipol wird durch das $q\bar{q}$ Paar gebildet, welches Gluonen gemäß Gleichung 4.3 abstrahlt. Dann folgt eine Emission eines weicheren Gluons von zwei unabhängigen Dipolen, die sich zwischen Quark und Gluon ausbilden. Die Gluonabstrahlung wird über den Transversalimpuls $p_\perp^2$ gesteuert, wobei das erste Gluon mit dem größten $p_\perp^2$ emittiert wird. Angular ordering ist daher direkt erfüllt. Das Partonschauermodell erzeugt im Mittel mehr Gluonen als das ME[4] Modell, hat aber nur begrenzte Gültigkeit im Bereich harter Gluonabstrahlung.

4.1.2 Fragmentierung

Sobald die Impulsüberträge im Partonschauer so klein werden, daß pertubative Methoden versagen, setzt die Fragmentation ein. Für diese Phase der langreichweitigen QCD–Wechselwirkungen gibt es keine analytischen, jedoch zwei unterschiedliche phenomenologische Modelle. JETSET und ARIADNE[5] verwenden String Fragmentierung, während HERWIG die sogenannte Cluster Fragmentierung verwendet.

String Fragmentierung

Das iterative String Modell ist durch das *confinement* Modell [34] motiviert. Zwischen dem initialen Quark–Antiquarkpaar bildet sich ein Farbpotential (String) $\kappa \propto 1$ GeV/fm, das linear mit dem Abstand wächst. Bei etwa 5 fm bricht der String auseinander, und an den Enden bildet sich ein neues $q\bar{q}$ Paar. Die verbleibende Energie wird zwischen den beiden Stringbruchstücken aufgeteilt.

Diese beiden Stücke fragmentieren dann unabhängig in ihrem Schwerpunktsystem. Gemäß der Farbladung koppeln Quarks an ein Stringende, während Gluonen an zwei Farbschläuche koppeln. Sie führen zu einem Knick in dem zwischen zwei Quarks aufgespannten Schlauch. Die an den Stringenden erzeugten Partonen sind zunächst virtuell (die Unschärferelation wird verletzt), können aber mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in die Realität tunneln. Diese Wahrscheinlichkeit ist der Masse umgekehrt proportional, so daß die Produktion schwerer Quarks in der Fragmentation stark unterdrückt wird (Produktionswahrscheinlichkeiten von c und b Quarks sind kleiner als 10^{-11}). Die Transversalimpulse der so erzeugten Quarks sind gaußverteilt. Die Breite dieser Verteilung beträgt etwa 0.4 GeV. Aus benachbarten Partonen

[4]**M**atrix **E**lemente

[5]ARIADNE benutzt die JETSET Hadronisierungs- und Zerfallsroutinen

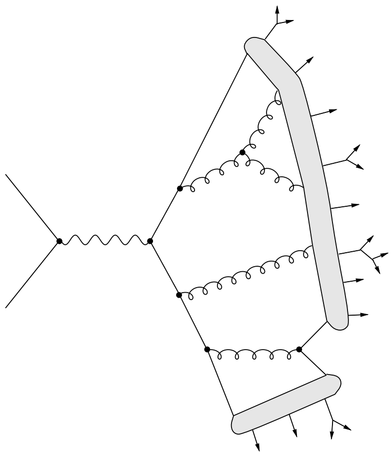


Abbildung 4.1: String Fragmentierung

werden Hadronen gebildet. Für die Energieaufteilung werden Fragmentierungsfunktionen verwendet, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Anteil z der Summe von Energie und Longitudinalimpuls des Strings für die Produktion eines Hadrons verwendet wird. Für leichte Quarks wird eine relativ leichte Fragmentierung, die LUND [14] Fragmentation, verwendet,

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{bm_t^2}{z}\right) \quad . \tag{4.4}$$

für b und c Quarks verwendet man die härtere Peterson Fragmentierungsfunktion [35]:

$$f(z) = \frac{1}{z}\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^{-2} \quad . \tag{4.5}$$

ϵ ist ein freier Parameter, der mit wachsender Masse der Quarks wie $1/m_q$ abnimmt, a und b sind freie Parameter im LUND Modell.

Die Fragmentierung wird abgebrochen, sobald alle Partonen in Hadronen konvertiert sind.

Cluster Fragmentierung

Das Modell der Cluster Fragmentierung beruht auf dem Prinzip des *preconfinement* [36] der QCD, d.h. Partonen finden im Phasenraum benachbarte Partner mit entgegengesetzter Farbladung. Diese Partonen bilden Cluster, die durch Masse und Flavour gekennzeichnet sind, um dann räumlich isotrop in Hadronen zu zerfallen.

Die Massenverteilung einzelner Cluster liegt bei Werten um 5 GeV. Falls die Cluster die Ungleichung

$$M_0^2 \leq M_{\max} + (m_{q_1} + m_{\bar{q}_2})^2 \tag{4.6}$$

nicht erfüllen, wobei m_{q_1} und $m_{\bar{q}_2}$ die Ruhemassen der Konstituenten sind, wird der Cluster

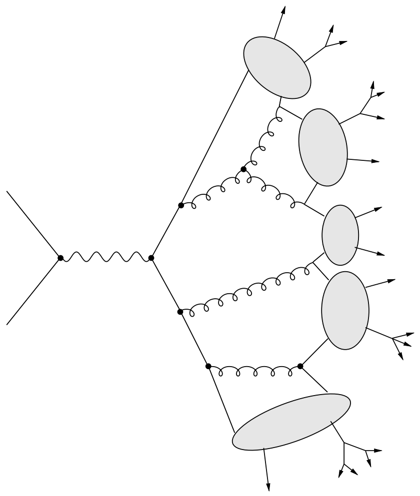


Abbildung 4.2: Cluster Fragmentierung

in zwei leichtere Cluster gespalten. Die Clusterfragmentierung benötigt keine Fragmentierungsfunktion. Daher werden keine kinematischen Variablen herangezogen.

4.1.3 LEP2–Extrapolation der Generatorparameter

Für LEP1.5 und LEP2 Energien werden Erweiterungen und Modifikationen der QCD Generatoren erforderlich. Der Wirkungsquerschnitt der Z Produktion nimmt mit wachsender Energie ab (Fig. 5.6) und andere Prozesse gewinnen an Bedeutung. Ab 161 GeV setzt die W–Paarproduktion ein. Jedes einzelne W zerfällt Z-ähnlich in je zwei Quarks, so daß vier, statt zwei (auf der Z–Resonanz) initiale Partonen entstehen. Zur Simulation der Vierfermion Endzustände wurden neuartige Generatoren entwickelt bzw. schon bestehende modifiziert. EXCALIBUR [37, 38], GENTLE [39], HERWIG, KORALW [40, 41] und PYTHIA sind die meist verwendeten Monte Carlo Simulationen, die semi–analytisch Ereignisse dieses Typus erzeugen. In [42] findet sich eine ausführliche Diskussion der einzelnen Generatoren und soll hier nicht weiter vertieft werden.

Alle in Abschnitt 4.1 beschriebenen Generatoren wurden entwickelt, um Z Daten richtig zu beschreiben. Die Möglichkeit der Extrapolation dieser Vorhersagen in den Bereich bis 200 GeV muß überprüft werden [42].

Dazu haben alle vier Kollaborationen Ereignisformvariablen in gleicher Art und Weise produziert (Abb. 4.3 bis 4.7). Einige der Kollaborationen haben zusätzlich zu den erwähnten Generatoren die Simulation COJETS [43] verwendet, die aber im Allgemeinen QCD Verteilungen nicht zufriedenstellend beschreibt und daher hier nicht weiter diskutiert wird. Jedes Experiment hat dabei das speziell auf den eigenen Detektor abgestimmte tuning[6] verwendet, um so auch die Abhängigkeit der Verteilungen von den Modellparametern testen zu können. Hadronen mit einer Lebensdauer größer als $3 \cdot 10^{-10}$ s wurden stabil gesetzt.

Die folgenden Histogramme wurden bei 175 GeV mit je 100000 Ereignissen ohne Simulation initialer Bremsstrahlung generiert:

[6] spezifische Parameteranpassung der Generatoren

- Thrust
- X_{p}
- p_t^{in}
- p_t^{out}
- Spherizität
- Aplanarität
- $\cos\theta_{\mathrm{N}R}$ mit Vierjet Ereignissen definiert durch DURHAM $y_{\mathrm{cut}} = 0.01$ [44]
- $\cos\alpha_{34}$, der Winkel zwischen den beiden niederenergetischsten Jets in Vierjetereignissen
- Major
- Minor
- $M_{\mathrm{diff}}/E_{\mathrm{cm}}$
- $M_{\mathrm{high}}/E_{\mathrm{cm}}$
- B_{max}
- B_{sum}
- DURHAM Jetraten
- Energieevolution der Mittelwerte von Thrust, Minor und Major

In den Mittelwertabbildungen 4.6 werden die Monte Carlo Vorhersagen als Band gezeigt. Die Breite der Bänder gibt Aufschluß über die maximale Abweichung zwischen den Ergebnissen verschiedener Kollaborationen. Die statistischen Fluktuationen sind diesen Schwankungen gegenüber vernachlässigbar klein. Repräsentative Messungen von PEP, PETRA, TRISTAN und LEP1 sind als Datenpunkte eingezeichnet. Ein LEP2 "Datenpunkt", der Mittelwert aus den vier PYTHIA Vorhersagen, ist ebenfalls eingezeichnet. Für Energien oberhalb 150 GeV wird das HERWIG Band etwas breiter, ansonsten sind die Vorhersagen in guter Übereinstimmung. Fig. 4.3, 4.4, 4.5, 4.7 zeigen die Ereignisformvariablen. COJETS unterscheidet sich von den anderen Generatoren teilweise signifikant und überschätzt zumeist den Zweijetartigen Bereich. ARIADNE, JETSET und HERWIG stimmen in vielen Verteilungen gut überein. Nur die vierjetartigen Observablen $\cos\theta_{\mathrm{N}R}$ und $\cos\alpha_{34}$ zeigen größere Unterschiede in den Generatorvorhersagen als in den Parameteranpassungsfluktuationen zwischen den Experimenten. HERWIG erzeugt sehr harte X_{p} Spektren mit den L3 Parametern. Der Grund dafür liegt in der L3 spezifischen Anpassung des HERWIG–Clusterparameters. JETSET überschätzt die Produktion der Dreijetrate für kleine y_{cut}. Das zeigt sich aus Normierungsgründen auch in der unterschätzten Zweijetrate.

Schlußfolgerung

ARIADNE, JETSET und HERWIG können mit großer Präzision mit den für LEP1 Energien durchgeführten Anpassungen verwendet werden. Die hier vorgestellten Verteilungen werden von den Programmen fast identisch beschrieben. Die kleinen Unterschiede in den vierjetartigen Variablen und den Jetraten ist für diese Analyse von geringer Bedeutung.

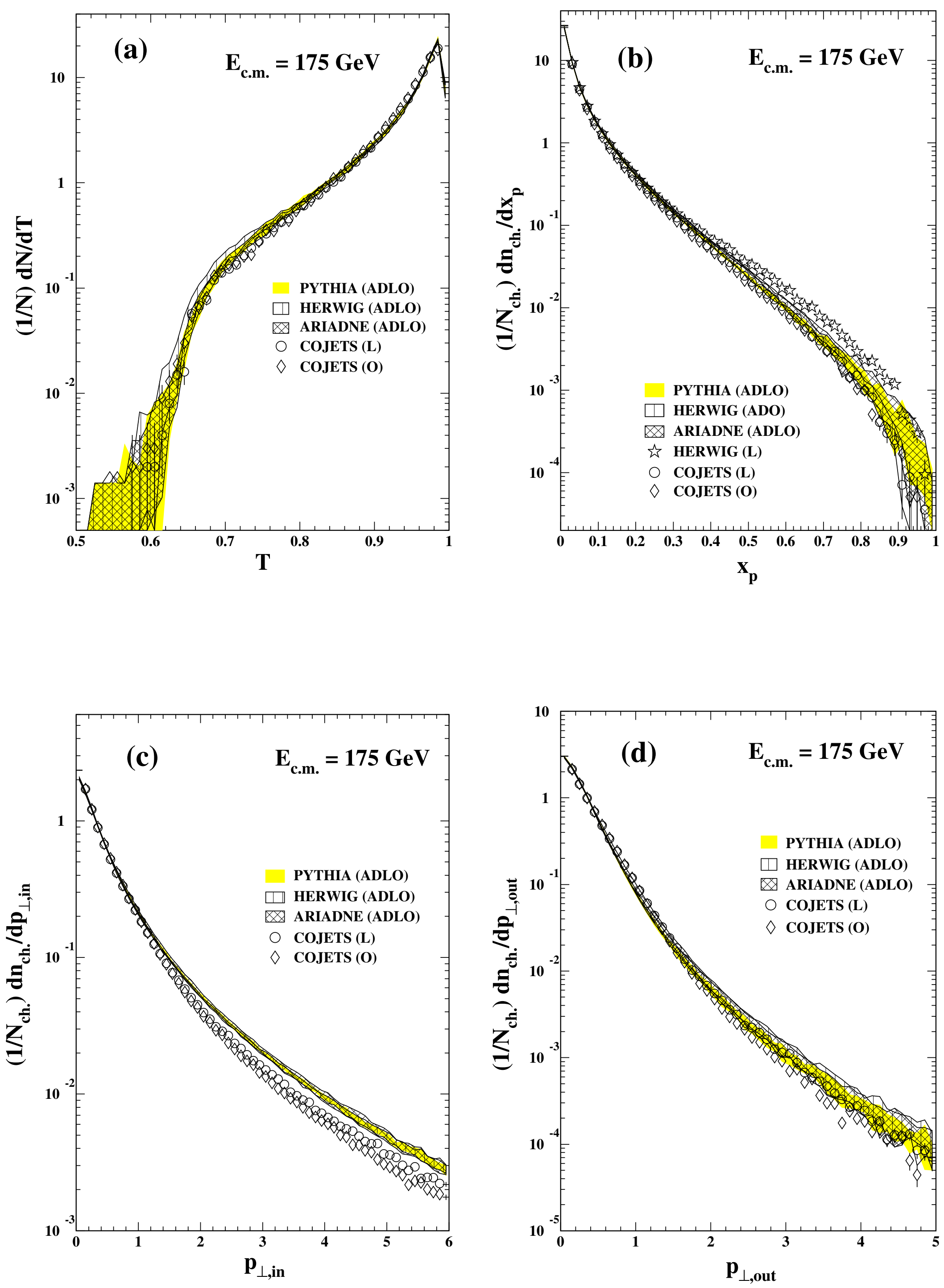


Abbildung 4.3: Thrust, X_{p}, p_t^{in}, p_t^{out} Simulation für alle Kollaborationen

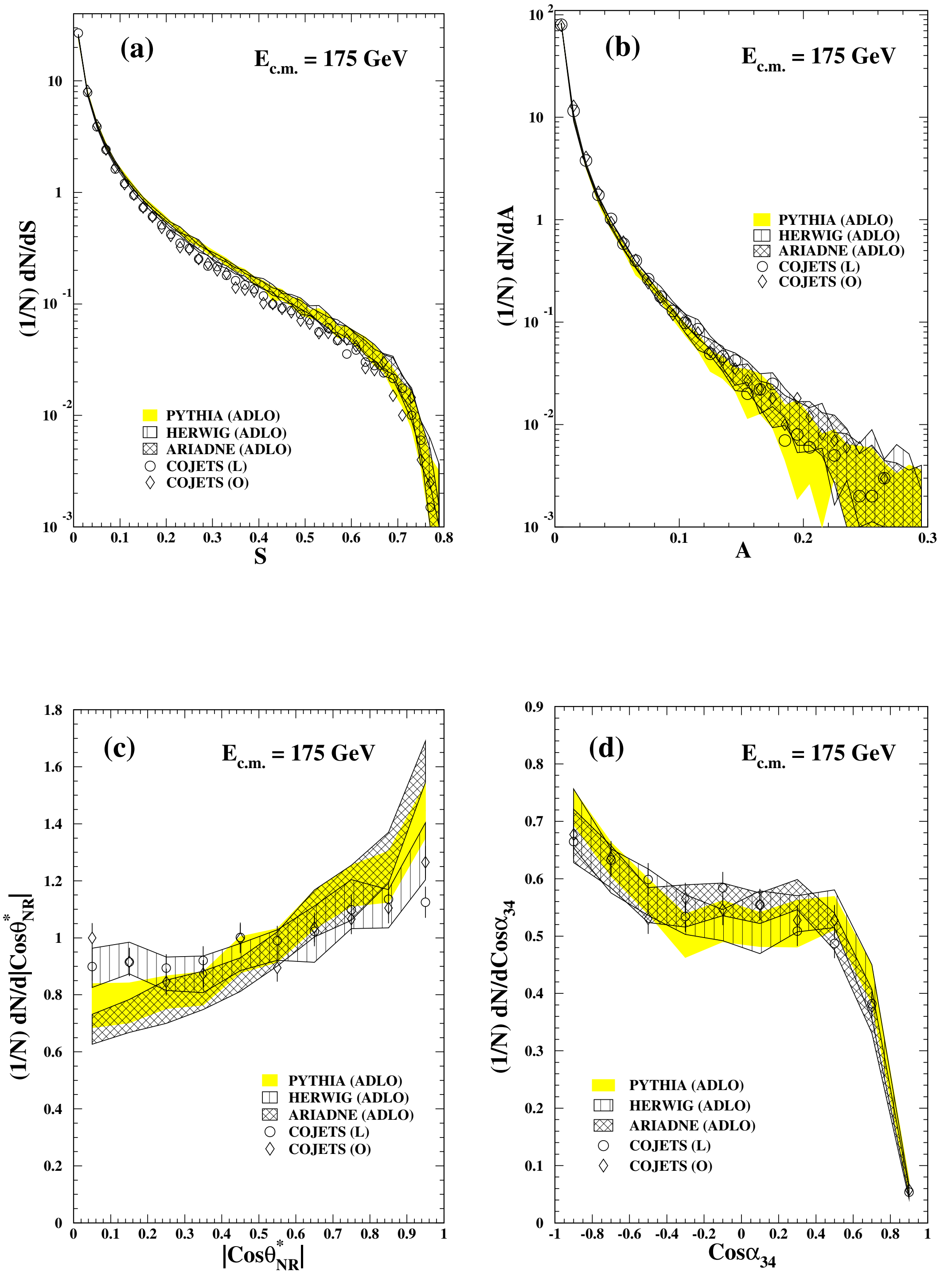


Abbildung 4.4: Spherizität, Aplanarität, , $\cos\theta_{\mathrm{N}R}$ und $\cos\alpha_{34}$ Simulation für alle Kollaborationen

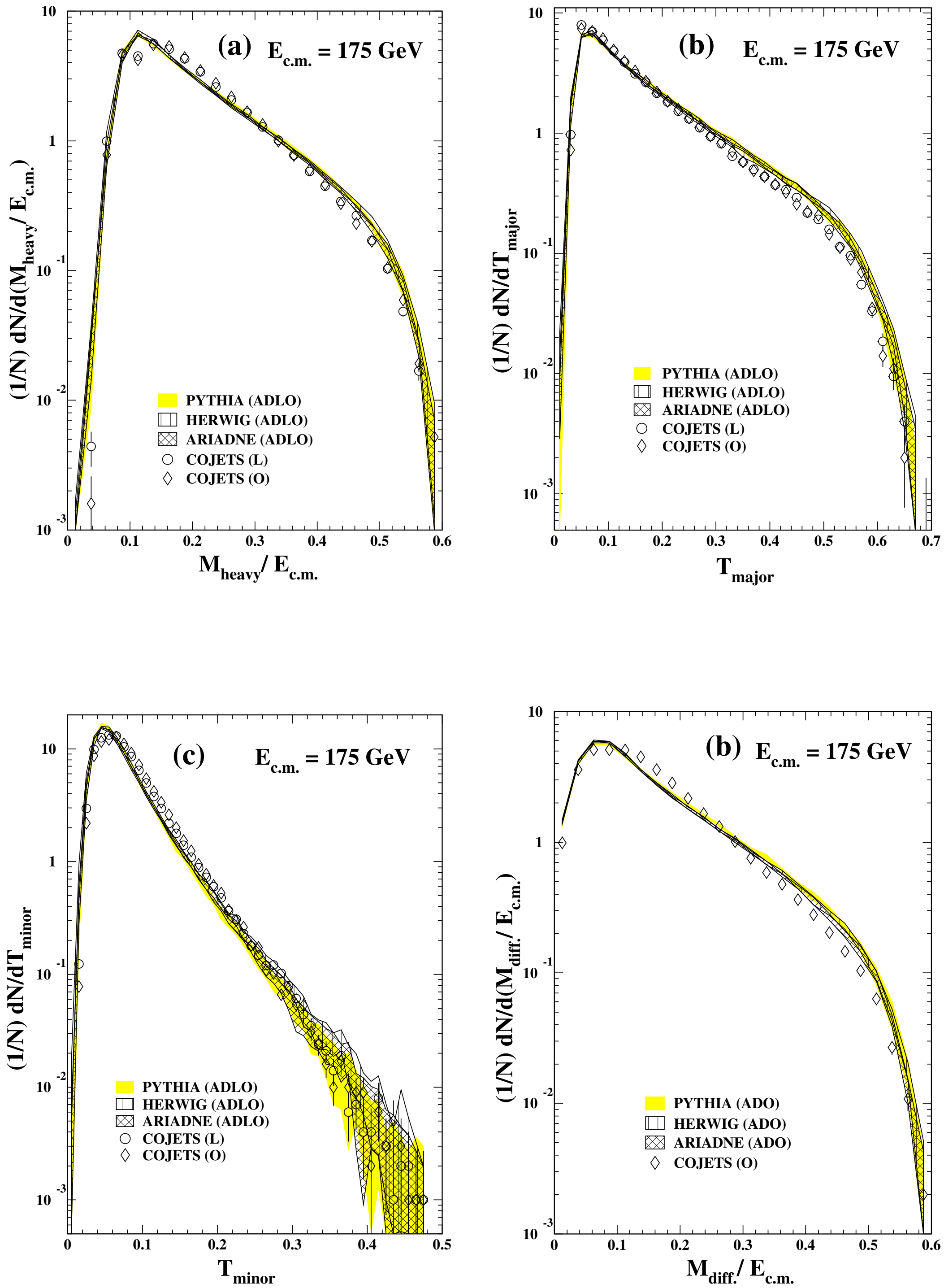


Abbildung 4.5: ρ_H, M, m und ρ_d Simulation für alle Kollaborationen

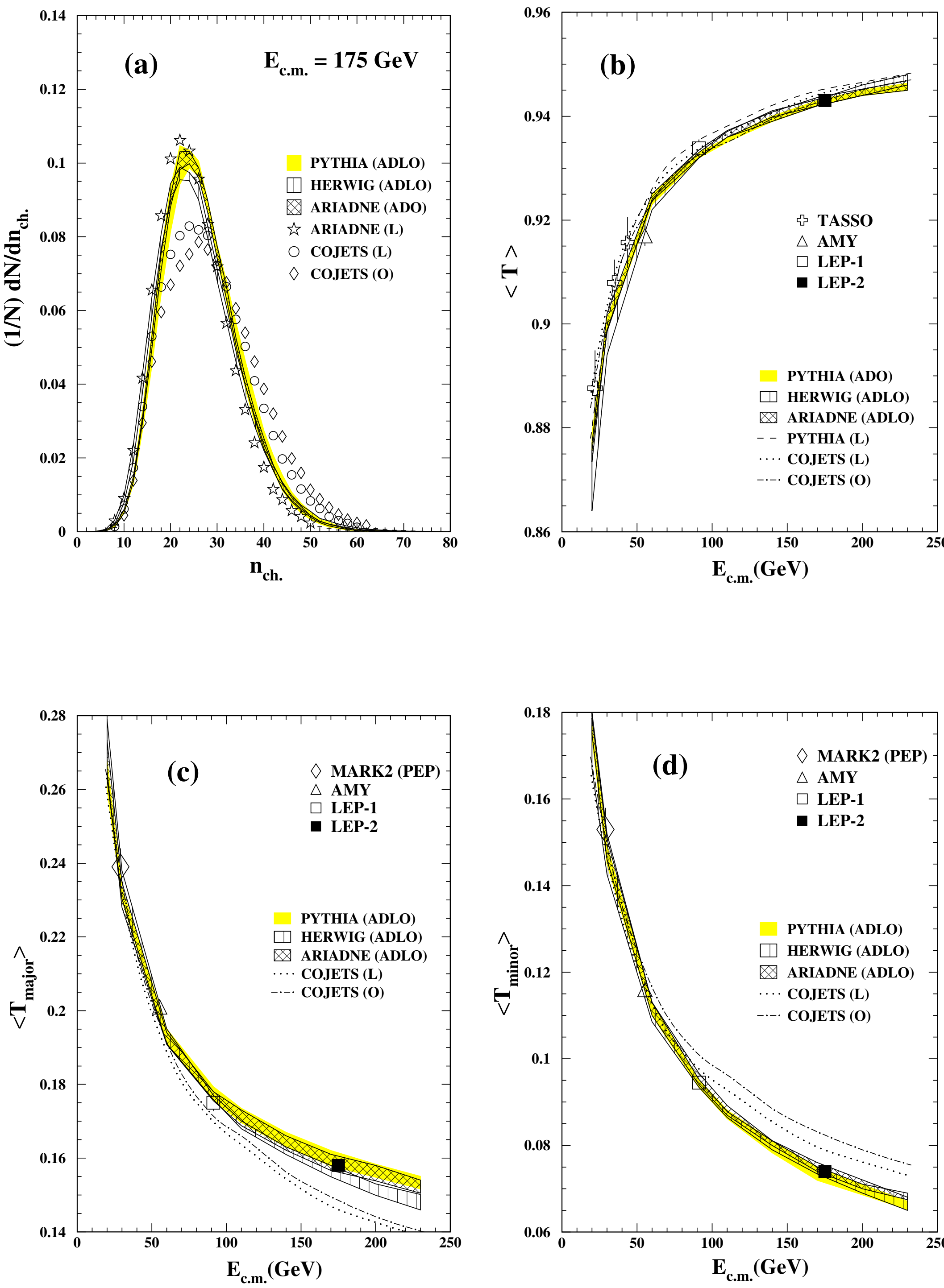


Abbildung 4.6: Generatorvorhersagen für Mittelwerte für LEP1.5 und LEP2 Energien

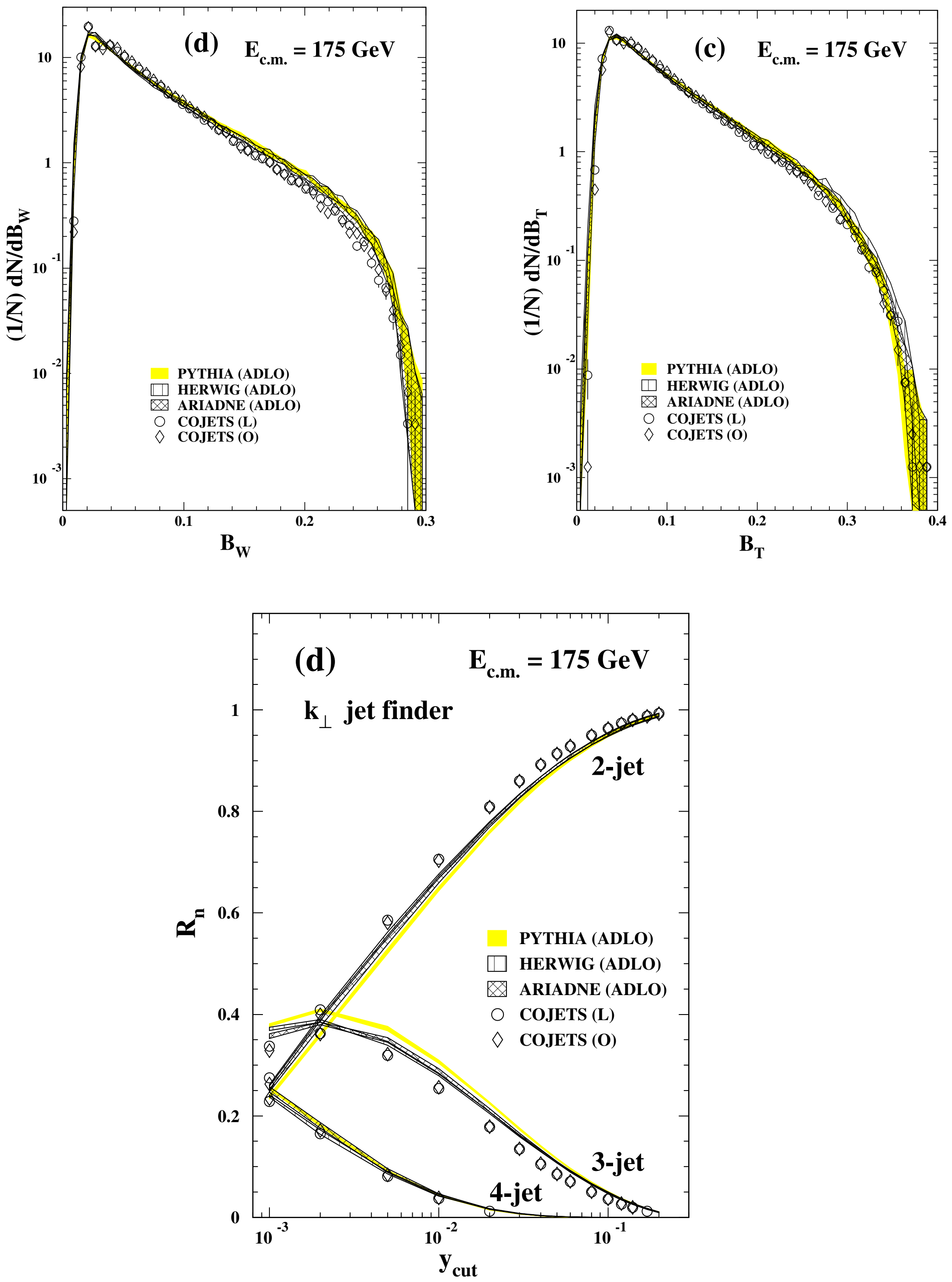


Abbildung 4.7: B_{max}, B_{sum} und Durham–Jetraten Simulation für alle Kollaborationen

Kapitel 5

Erfassung und Selektion hadronischer Daten

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Analyse hadronischer Z-Zerfälle, um damit α_s und $d\alpha_s/\mathrm{dQ}$ zu messen. Durch geeignete Auswahlkriterien wird gewährleistet, daß $e^+e^- \to \mathrm{Z}/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignisse mit hoher Reinheit und großer Effizienz ausgewählt werden. In diesem Kapitel werden die Kriterien zur Trennung von Signal und Untergrund erklärt. Nach einer geeigneten Selektion und verschiedenen Korrekturen werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte topologischer Größen histogrammiert. Diese werden auf der Basis von gemessenen Teilchenspuren bestimmt und in Abschnitt 6.1 näher vorgestellt.

5.1 Die Datensätze

Für diese Arbeit wurden die Daten der Jahre 1995, 1996 und 1997 verwendet. In Tabelle 5.1 ist dargestellt, welche Datentypen und Energien mit welcher Luminosität verwendet wurden und wieviele hadronische bzw. hadronisch nicht radiative[1] Ereignisse selektiert wurden.

Der Name des Datentyp gibt Aufschluß über das Datenformat, das Jahr und das sogenannte Reprocessing. Die einzelnen Subdetektoren verbessern kontinuierlich Kallibration und Simulationsdatenbanken, so daß Daten und Monte Carlo von Zeit zu Zeit neu prozessiert werden und alphabetisch aufsteigend gekennzeichnet werden. So sind die Daten von 1996 im F-Prozessing verwendet worden, während die Daten des Jahres 1997 im D-Prozessing verfügbar sind.

5.2 Der Detektorstatus

Eine Grundvoraussetzung für eine korrekte Datenanalyse ist die Kenntnis der Datenqualität, die hauptsächlich von der Funktionstüchtigkeit des gesamten Detektors bestimmt wird. Dessen Status (Kapitel 2.2.6) wird während der Datennahme aufgezeichnet und überwacht.

[1]hadronisch nicht radiative Ereignisse sind solche ohne ISR

Jahr	Datentyp	Energie	Luminosität	Anzahl hadronischer Ereignisse	
				nicht radiativ	alle
1995	SHORT95_D2	130 GeV	2.87 pb^{-1}	216	700
1995	SHORT95_D2	136 GeV	2.96 pb^{-1}	168	567
1996	SHORT96_F2	161 GeV	10.03 pb^{-1}	332	552
1996	SHORT96_F2	172 GeV	9.98 pb^{-1}	260	432
1997	XSHORT97_D2	183 GeV	53.78 pb^{-1}	1095	1968
1997	XSHORT97_D2	130 GeV	3.10 pb^{-1}	236	816
1997	XSHORT97_D2	136 GeV	2.91 pb^{-1}	187	616

Tabelle 5.1: Verwendete Datensätze

Ein *Run* ist eine logische Unterteilung der Daten in Mengen mit gleichem, wohldefiniertem Detektorstatus. Der Status jedes einzelnen Subdetektors ist in Datenbanken abgelegt und kann abgefragt werden.

Durch die e^+e^- Annihilationen und Kollisionen der Teilchen mit Gaspartikeln im LEP Strahlrohr dezimiert sich die Zahl der Elektronen und Protonen kontinuierlich. Sobald die LEP–Maschine nicht mehr genug Teilchen bei konstanter Energie auf stabilen Bahnen liefern kann, wird die Datennahme beendet. Dann wird der Speicherring neu mit Elektronen und Positronen gefüllt. Dieses Füllen dauert wenige Stunden. Anschließend können je nach Luminosität wieder vier bis zwölf Stunden lang Kollisionen durchgeführt werden. Normalerweise ist DELPHI etwa 90% dieser Zeit im sogenannten *globalen Auslesestatus*.

Der wichtigste Spurdetektor für DELPHI ist die TPC. Runs, für die dieser Detektor weniger als 99% funktionstüchtig war, werden in dieser Analyse nicht verwendet.

5.3 Selektion hadronischer Ereignisse

In der Analyse werden nur Spuren verwendet, die eine Reihe von Anforderungen erfüllen. Um zu gewährleisten, daß jede Teilchenspur hinreichend genau vermessen und detektiert wurde, fordert man mindenstens eine Beteiligung von TPC oder ID **und** VD an der Rekonstruktion.

Spuren mit kleinen Impulsen unterhalb der sensitiven Bereiche der Detektoren, werden verworfen. Teilchen, deren Spuren mit großem Fehler gemessen wurden, werden nicht akzeptiert. Alle Spurparameter werden bezüglich des nach Kallibration vermessenen Wechselwirkungspunkt angegeben.

Um gut gemessene Ereignisse zu selektieren, werden Spuren in extreme Vorwärtsrichtung verworfen.

Der Schnitt auf den Impaktparameter zum Wechselwirkungspunkt ist ein Veto auf eine große Zahl von Spuren aus Untergrundereignissen, wie kosmische Strahlung und Strahl–Gas– und

		130–136 GeV	161 GeV	172 GeV	183 GeV
Tracking	für geladene Spuren: tracking mit TPC oder ID und VD				
Track selection	p (in GeV)	$[0.3, 100.0]$	$[0.3, 100.0]$	$[0.3, 100.0]$	$[0.3, 100.0]$
	$\Delta p/p$	$[0.0, 1]$	$[0.0, 1]$	$[0.0, 1]$	$[0.0, 1]$
	θ (in °)	$[20, 160]$	$[20, 160]$	$[20, 160]$	$[20, 160]$
	Impakt in $r\phi$ (in cm)	$[0.0, 3.0]$	$[0.0, 3.0]$	$[0.0, 3.0]$	$[0.0, 3.0]$
	Impakt in z (in cm)	$[0.0, 6.0]$	$[0.0, 6.0]$	$[0.0, 6.0]$	$[0.0, 6.0]$
Kalorimetrie	$E_{\text{cluster}} \geq 1$ GeV für hadronische cluster $E_{\text{cluster}} \geq 0.5$ GeV für elektromagnetische cluster oder konvertierte Photonen				
Event selection	N_{charged}	$[7, 40]$	$[8, 38]$	$[8, 38]$	$[9, 38]$
	θ_{Thrust} (in °)	$[30, 150]$	$[30, 150]$	$[30, 150]$	$[30, 150]$
	$E_{\text{ch}}/E_{\text{cm}}$	$[0.2, 1.0]$	$[0.2, 1.0]$	$[0.2, 1.0]$	$[0.2, 1.0]$
	$E_{\text{tot}}/E_{\text{cm}}$	$[0.3, 1.0]$	$[0.3, 1.0]$	$[0.3, 1.0]$	$[0.3, 1.0]$
	$p_{\text{z}}^{\text{miss}}$	$[0.0, 35.0]$	$[0.0, 35.0]$	$[0.0, 35.0]$	$[0.0, 35.0]$
	$s'_{\text{rec}}/E_{\text{cm}}$	$[0.92, 1.0]$	$[0.90, 1.0]$	$[0.90, 1.0]$	$[0.90, 1.0]$
	B_{min}		$[0.0, 0.07]$	$[0.0, 0.07]$	$[0.0, 0.08]$
	$D2^2$		$[420, \infty]$	$[420, \infty]$	$[500, \infty]$

Tabelle 5.2: Selektion von Spuren und Ereignissen für E_{cm}=133 GeV, 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV. p ist der Impuls, θ der Polarwinkel zum Strahlrohr, (analog θ_{Thrust} bezüglich Thrustachse), Impakt steht für den Impaktparameter zum Wechselwirkungspunkt, N_{ch} ist die Anzahl geladener Teilchen, E_{tot} die gesammte Energie aller Teilchen, s'_{rec} die rekonstruierte Teilchenenergie, B_{min} ist die minimale Jetbreite (Abschnitt 6.1), D2 die in Abschnitt 5.3.2 definierte WW–Ereigniswahrscheinlichkeit

Strahl–Wand–Ereignisse.

Die Energie geladener Spuren wird unter der Annahme der Pionmasse von $m_\pi = 0.1396$ GeV [45] aus dem Impuls berechnet. Neutrale Teilchen werden als masselos angenommen.

Spuren neutraler, d.h. unassozierter oder rekonstruierter, elektromagnetischer Cluster[3] werden akzeptiert, wenn diese eine Energie von mehr als 500 MeV und weniger als 100 GeV haben. Hadronische neutrale Cluster[4] werden als neutrale Spuren identifiziert und rekonstruiert, falls die gemessene Energie in dem sensitiven Bereich des HAC liegt, zwischen 1.0 GeV und 100.0 GeV.

Hadronische Ereignisse werden durch die in Tabelle 5.2 gelistete Spurschnitte selektiert. Fig. 5.6 zeigt den Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to X$ in Abhängigkeit der Energie. Der für die vorliegende Analyse interessante Signalwirkungsquerschnitt ($\sum q\bar{q}$) nimmt mit wachsen-

[3] aus HPC oder FEMC
[4] aus HAC

der Energie immer weiter ab, während andere Prozesse an Bedeutung gewinnen.

Der Schnitt auf die minimale Anzahl geladener Spuren in einem Ereignis unterdrückt einen großen Teil der Ereignisse von oben genannten Typen. Bei Energien oberhalb der Z Masse ist die geladene Multiplizität für hadronische Ereignisse sogar so hoch, daß hadronisch zerfallende τ–Ereignisse bis auf einen nicht signifikanten Beitrag verworfen werden.

Um gut gemessene Ereignisse zu analysieren, wird eine zentrale Lage gefordert. Der Polarwinkel der sogenannten Thrustachse zeigt ungefähr die Ausrichtung des Ereignisses. Aufgrund der schlechteren Akzeptanz im Vorwärtsbereich des Detektors, werden primär Ereignisse ausgewählt, die im Zentralbereich liegen. In diesem Bereich sind auch neutrale Spuren gut vermessen. Im Vorwärtsbereich ist die Rekonstruktion für neutrale Spuren geringer. Radiative Ereignisse, Zweiphotonereignisse, Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Ereignisse zeichnen sich natürlicherweise durch eine geringe gesehene[5] Energie aus. Daher werden hier Mindestanforderung an die Energie geladener und geladener plus neutraler Teilchen gestellt.

Die in Tabelle 5.2 für die verschiedenen Energien zusammengefaßten Selektionskriterien werden im Folgenden als Standardschnitte bezeichnet.

5.3.1 Messung der effektiven Schwerpunktenergie

Radiative Ereignisse zeichnen sich durch eine unbalancierte Energieverteilung aus, da initiale Bremsstrahlphotonen hauptsächlich undetektiert flach entlang des Strahlrohrs emitiert werden. In Abbildung 5.1 ist ein radiatives hadronisches Ereignis dargestellt.

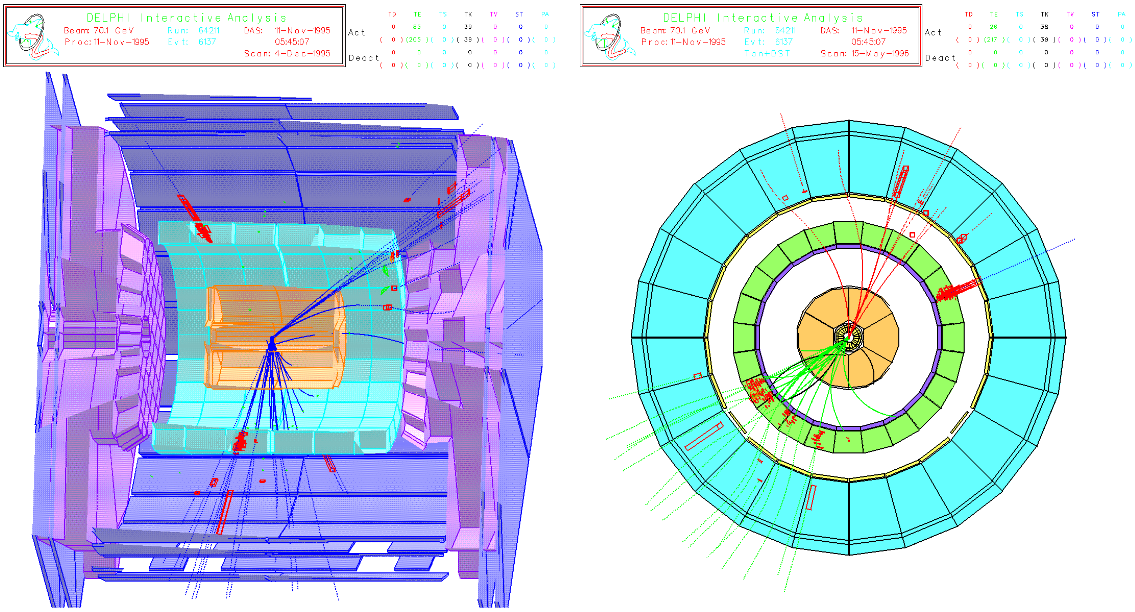


Abbildung 5.1: Hadronisches radiatives Ereignis bei 140 GeV (Run 064211 Ereignis 006137)

[5] die Summe der Energien aller akzeptierten Spuren bezeichnet man als gesehene Energie

Man fordert innerhalb der experimentell zugänglichen Genauigkeit Impulserhaltung durch einen Schnitt auf p_z^{miss}, wobei

$$p_z^{\mathrm{miss}} = \sum_{\mathrm{alleSpuren}} p_z \quad .$$

Es ist möglich, daß eines oder beide initiale Fermionen vor der Annihilation Photonen abstrahlen. Diesen Prozeß nennt man Bremsstrahlung (ISR[6]).

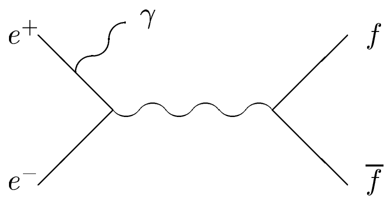


Abbildung 5.2: ISR Prozess

Oberhalb der Z–Resonanz wird der Wirkungsquerschnitt für e^+e^- mit wachsender Energie kleiner (Abbildung 5.6). Daher führt ein Ereignis bei durch ISR reduzierter Schwerpunktenergie wahrscheinlicher zur Z–Produktion, als eine Annihilation ohne Bremsstrahlung im Anfangszustand. Das führt dazu, daß ein Großteil der gemessenen $e^+e^- \to \mathrm{Z}/\gamma \to q\bar{q}$ Prozesse eine durch Photonabstrahlung reduzierte Schwerpunktenergie haben. Die Messungen sind von den sogenannten radiative return events dominiert, der Menge an Ereignissen, die nach ISR eine Annihilationsenergie in unmittelbarer Nähe der Z–Resonanz haben.

Mit dem Programmpaket SPRIME soll die Schwerpunktenergie nach Abstrahlung solcher Photonen bestimmt werden, um so ISR–Ereignisse zu identifizieren.

Detektierte Photonen im Anfangszustand

Um initiale Photonen im Detektor zu identifizieren, nutzt man die starke Winkelabhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit aus. In relativistischem Regime wird Bremsstrahlung fast ausschließlich in Strahlrichtung emitiert [46]. Viele ISR Photonen verschwinden daher undetektiert im Strahlrohr. Etwa 10% werden aber unter solchen Winkeln abgestrahlt, daß sie in den Vorwärtskalorimetern gemessen werden können.

Um mögliche Kandidaten von anderen Photonen unterscheiden zu können, werden eine Reihe von Kriterien überprüft. Zunächst werden Energieschauer zu Energieclustern zusammengefaßt, wenn sie näher als 5° zusammenliegen. Solche Schauer sind ISR Kandidaten,

- wenn sie mehr als 10 GeV Energie haben
- wenn der Abstand zu geladenen Spuren mit mehr als 1 GeV größer als 0.3 rad ist

[6] **I**nitial **S**tate **R**adiation

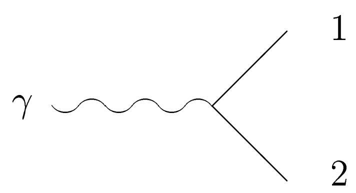
Damit findet man isolierte hochenergetische, neutrale Teilchen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlphotonen sind.

Topologische Bestimmung der Photonenergie

Aus Energieerhaltungsgründen ist die vektorielle Summe der gemessenen Spurimpulse innerhalb der experimentellen Messgenauigkeit Null. Fehlerhafte Messungen im Vorwärtsbereich von DELPHI, oder Neutrinos, die immer undetektiert bleiben, sind dabei Fehlerquellen. Dennoch gibt die Geometrie eines typischen ISR–Ereignisses meist Aufschluß über die Richtung des abgestrahlten Photons, denn die fehlende Energie wird in der Topologie und Energiebilanz des Ereignisses sichtbar.

Wie in Kapitel 3.2 erklärt, haben QCD–artige Ereignisse eine jetartige Struktur. Um auf die partonischen Spuren schließen zu können, werden daher die gemessenen Hadronen mit einem geeigneten Clusteralgorithmus [47] plus Fit unter Energie- und Impulserhaltung in Jets gruppiert. Dabei werden unter Benutzung eines natürlichen Auflöseparameter zwei, drei oder vier Jets gebildet. Der Auflöseparameter ist eine Abstandsmetrik zwischen zwei Teilchen.

Beim clustern (siehe auch Abschnitt 6.1) werden die Viererimpulse zweier nahe zusammenliegender Teilchen addiert und so zu einem neuen Pseudoteilchen rekombiniert. Dieser Rekombinationsprozeß wird iteriert bis keine der verbleibenden Pseudoteilchen näher zusammenliegen als ein bestimmter Wert in der gewählten Abstandsnorm. Unter Annahme masseloser Jets und einer Photonrichtung in z kann nun mit Energie–und Impulserhaltung der nicht–gemessene Photonimpuls bestimmt werden. Bei dieser Methode wird ein Vierparameterfit benötigt, der in seltenen Fällen nicht konvergiert oder unphysikalische Ergebnisse liefert. Unabhängig davon wird eine Rekombination im DURHAM Schema durchgeführt, bis alle Teilchen in genau zwei Jets enthalten sind. Die Kinematik vereinfacht sich dadurch auf ein analytisch lösbares Problem:



Für in positiver z–Richtung abgestrahlte Photonen gilt:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= \sqrt{s} \cdot \frac{\sin(\alpha_{12})}{\sin(\theta_1) + \sin(\theta_2) + \sin(\alpha_{12})} \qquad (5.1) \\ P_\gamma &= E_\gamma \\ \sqrt{s} &= 2E_{\text{beam}} \end{aligned}$$

Für in negativer z–Richtung abgestrahlte Photonen gilt:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= \sqrt{s} \cdot \frac{\sin(\alpha 12)}{\sin(\alpha_{\gamma 1}) + \sin(\alpha_{\gamma 2}) + \sin(\alpha_{12})} \\ P_\gamma &= -E_\gamma \\ \sqrt{s} &= 2E_{\text{beam}} \end{aligned} \tag{5.2}$$

wobei α_{ij} der Winkel zwischen den zwei entsprechend gekennzeichneten Jets ist. θ_i ist der Polarwinkel der Jets, E_{beam} ist die Strahlenergie. Daraus wird

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(2E_{\text{beam}} - E_\gamma)^2 - P_\gamma^2} \tag{5.3}$$

$$\gamma = (2E_{\text{beam}} - E_\gamma)\sqrt{s'} \tag{5.4}$$

$$\vec{\beta}_s = -\vec{P}_y/(2E_{\text{beam}} - E_\gamma) \tag{5.5}$$

berechnet, wobei $\sqrt{s'}$ die effektive Schwerpunktenergie nach Photonabstrahlung ist. $\gamma\vec{\beta}$ ist der Vektor, der vom Labor- ins Ruhesystem transformiert.

Das kombinierte Resultat

Die Ergebnisse aus beiden Methoden werden verglichen und unter Berücksichtigung der Qualität der Einzelmessungen zu einer Vorhersage der ISR Energie verarbeitet.

Wenn ein Photon im Detektor gemessen wurde, wird die Planarität überprüft. Ein Ereignis wird im Weiteren als planar bezeichnet, wenn $\alpha_{12} + \alpha_{2\gamma} + \alpha_{1\gamma} < 345°$ gilt. Die effektive Schwerpunktenergie planarer Ereignisse wird wie oben beschrieben berechnet. Aplanare Ereignisse mit einem gemessenen Photon werden als doppelt[7] radiativ klassifiziert. Die Energie des zweiten Photons wird unter Annahme eines γ_2 Polarwinkel unterhalb der Akzeptanz ausgerechnet.

Wenn die zugehörigen Gleichungssysteme nicht gelöst werden können, die Fitprozedur nicht konvergiert oder unphysikalische Ergebnisse liefert, wird das Ereignis verworfen, oder, falls ein Photon im STIC gefunden wurde, dessen Energie ausgelesen.

Effizienz und Auflösung

In Abbildung 5.3 sieht man die Anzahl der gemessenen Ereignisse pro Energieintervall $\Delta s'$ als Punkte und die Vorhersagen der nicht radiativen und radiativen Simulationen als Histogramme. Die Monte Carlo Verteilungen sind auf die Datenluminosität normiert. Man erkennt für keine Schwerpunktenergie signifikante Unterschiede zwischen Daten und Theorie. Diese Methode erreicht eine deutliche Trennung zwischen dem hohen Anteil an radiative return events und den nicht radiativen Ereignissen.

[7] Abstrahlung eines zweiten, undetektierten, Photons

In Abbildung 5.5 sind Effizienzen (η) und Reinheiten (p) für generierte Ereignisse bei verschiedenen Energien dargestellt. Die Reinheit p ist der relative Anteil nicht radiativer Ereignisse in den selektierten Ereignissen. Die Effektivität η beschreibt den Anteil der korrekt als nicht–radiativ klassifizierten Ereignisse:

$$\eta = \frac{N^{\mathrm{akz.}}_{\mathrm{nichtrad.}}}{N_{\mathrm{nichtrad.}}} \tag{5.6}$$

$$p = \frac{N^{\mathrm{akz.}}_{\mathrm{nichtrad.}}}{N_{\mathrm{akz.}}} \tag{5.7}$$

N ist die Anzahl der Ereignisse der oben genannten Klassen, wobei ein Ereignis als radiativ bezeichnet wird, wenn es mehr als 10 GeV im Anfangszustand abstrahlt.

Man sieht in den Abbildungen 5.5 einen starken Abfall der Effizienz für Schnitte auf SPRIME oberhalb 90% der Schwerpunktenergie. Die Reinheit steigt in dem gesamten Bereich linear an. Für die Ereignisselektion bietet sich daher ein Veto im Bereich zwischen 80% und 90% der Schwerpunktenergie an.

Um die Zuverlässigkeit des Algorithmus zu überprüfen, wird in Abbildung 5.4 der relative Unterschied zwischen der generierten effektiven Schwerpunktenergie ($\sqrt{s'}$(gen)) und SPRIME ($\sqrt{s'}$(rek)),

$$(\sqrt{s'}(\mathrm{rek}) - \sqrt{s'}(\mathrm{gen}))/\sqrt{s'}(\mathrm{gen})$$

dargestellt. Die Auflösung ist für alle Energien besser als 5 GeV. Dieser Algorithmus ist für Ereignisse in der Region der Annihilationsenergie besonders zuverlässig In den Regionen zwischen den beiden Maxima ist die Auflösung jedoch kleiner. Für diese Analyse sind solche Ereignisse allerdings nicht von Bedeutung.

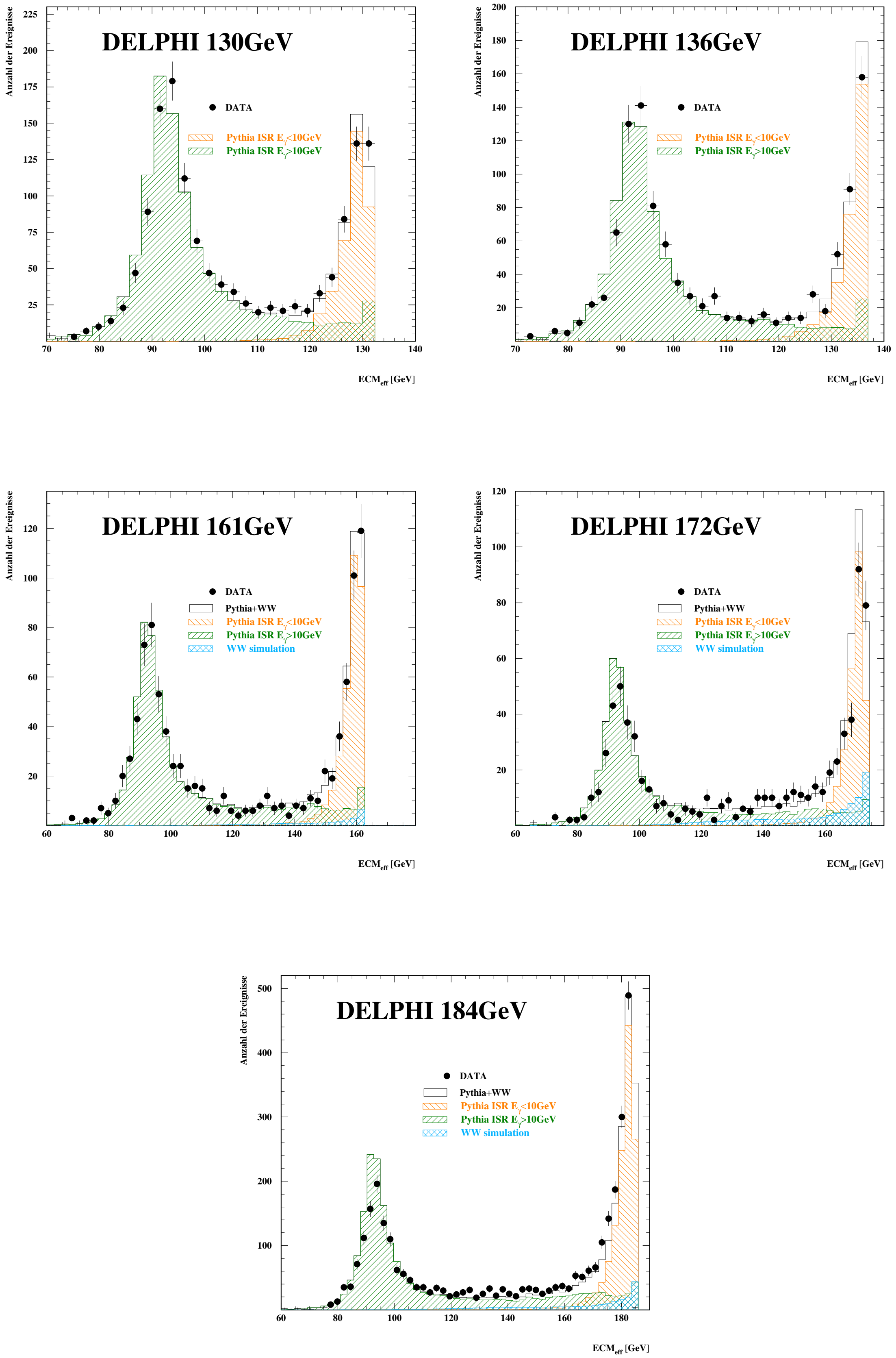


Abbildung 5.3: Rekonstruierte Schwerpunktenergie

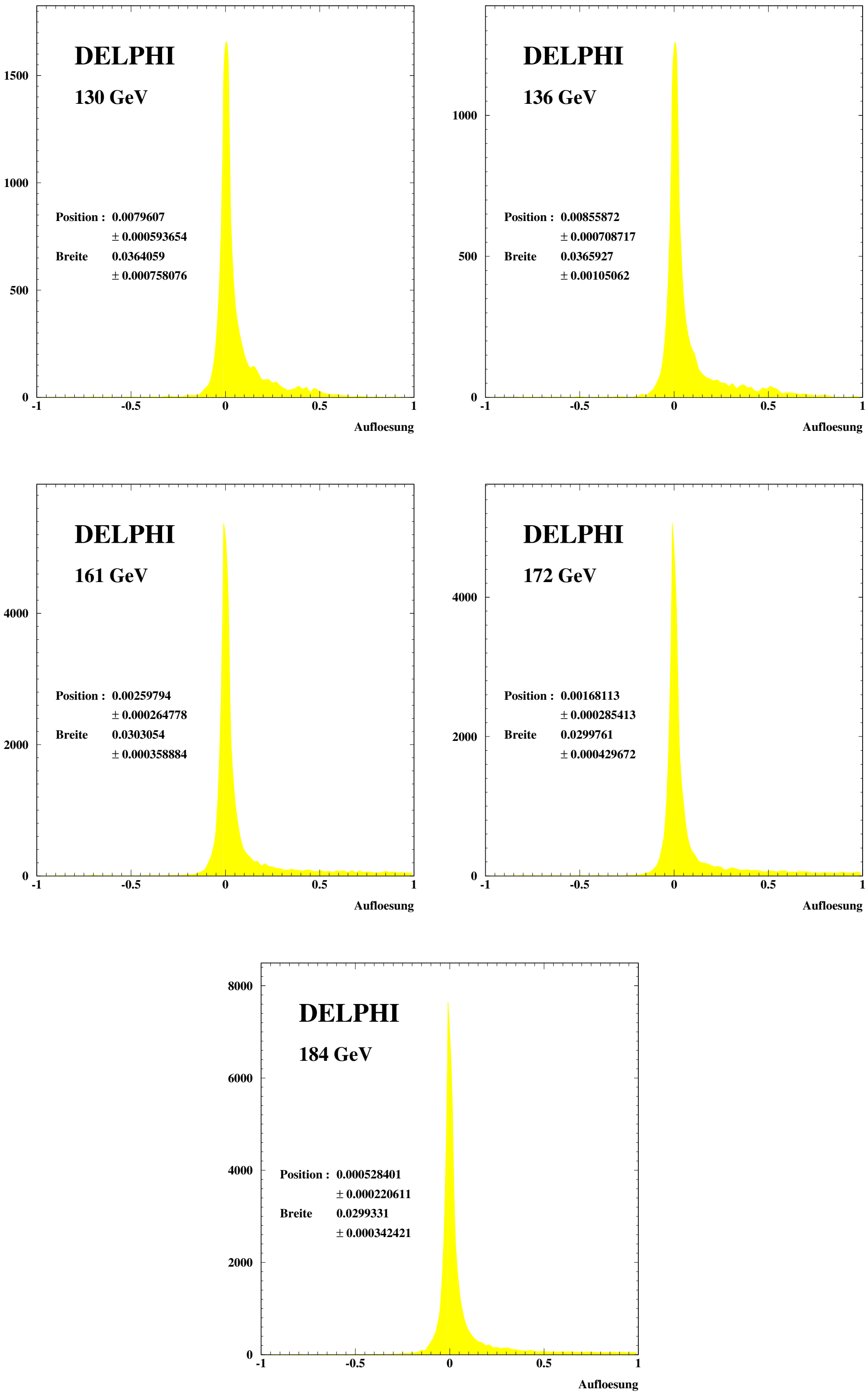


Abbildung 5.4: $\sqrt{s'}$(rekonstruiert) $-$ $\sqrt{s}$(generiert)/$\sqrt{s}$(generiert) für simulierte Ereignisse (PYTHIA)

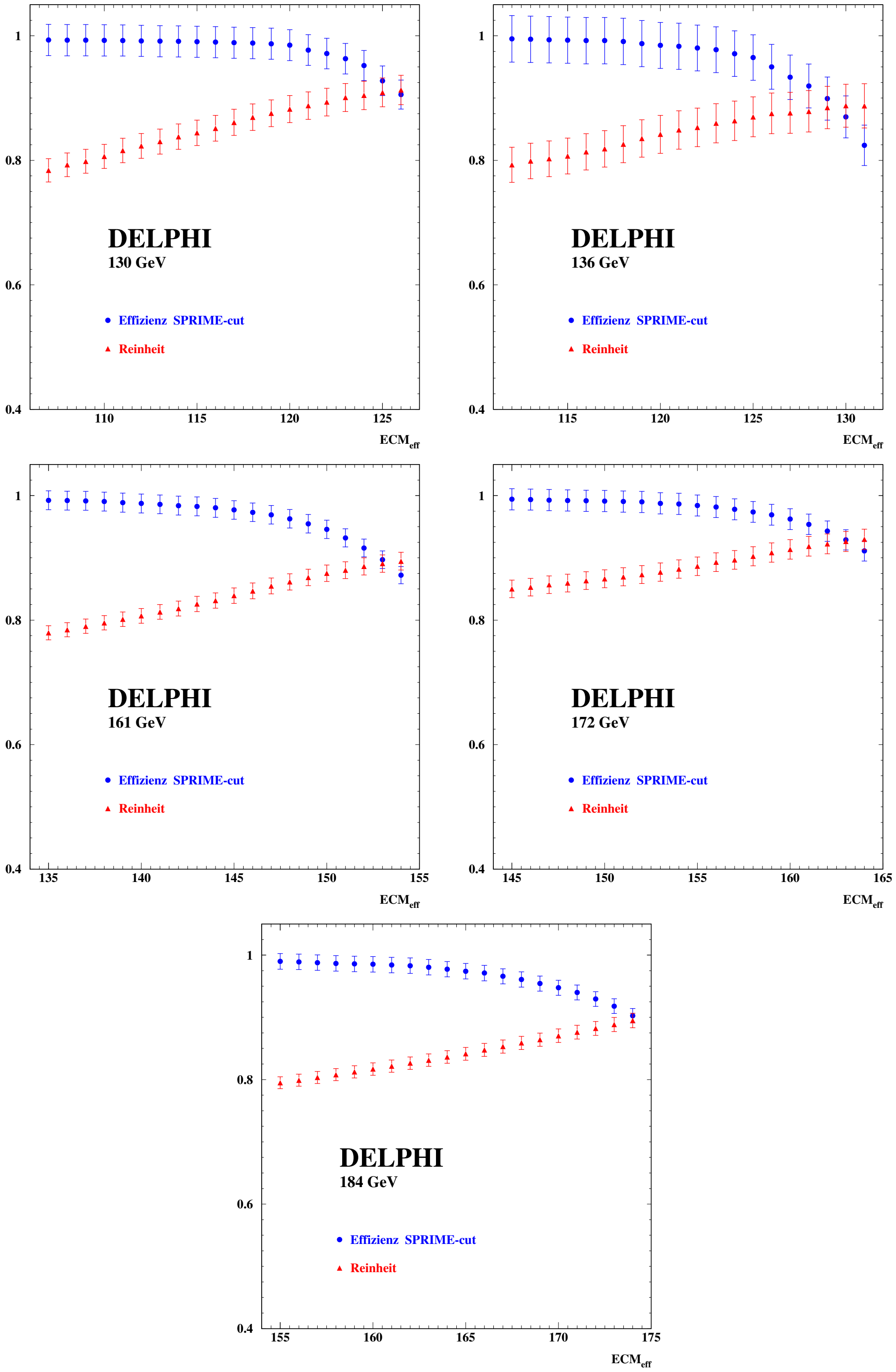


Abbildung 5.5: Effizienzen und Reinheiten für $\sqrt{s'}$(rekonstruiert) für simulierte Ereignisse (PYTHIA)

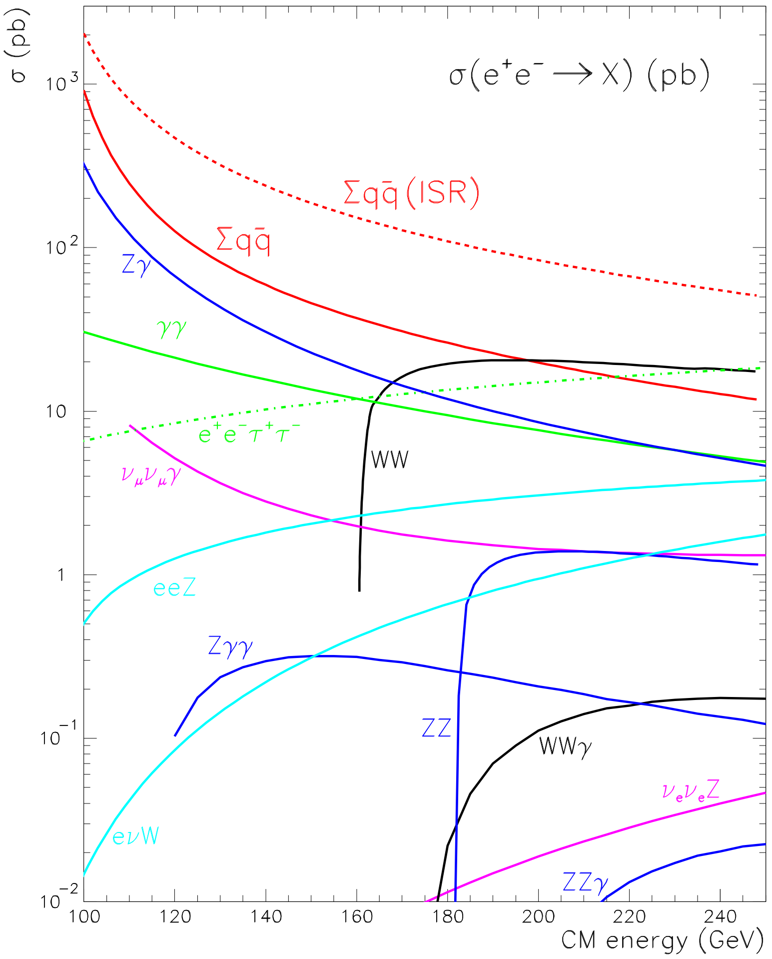


Abbildung 5.6: Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to X$

5.3.2 WW–Paarproduktion

Eine für diese Analyse besonders wichtige Klasse an Untergrundereignissen sind Vierfermion Endzustände. Diese Ereignisse haben eine vierjetartige Topologie und sind hadronischen Z–Ereignissen sehr ähnlich. Eine für die Analyse von Ereignisformvariablen geeignete Variable zur Trennung der beiden Klassen ist $B_{\rm min}$. Diese Variable hat gegenüber anderen Diskriminatoren den Vorteil, daß nur eine Hemisphere eingeht und daher ein möglicher Einfluß auf der anderen Ereignishälfte nahezu unterdrückt werden kann. Abbildung 5.7 zeigt die gemessenen, unkorrigierten Datenverteilungen für diese Variable, dazu den hadronischen und semileptonischen WW–Untergrund als schraffierte Flächen und die von PYTHIA vorhergesagte Monte–Carlo Erwartung als Linie. Die simulierten Ereignisse wurden auf die Datenluminosität normiert. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie.

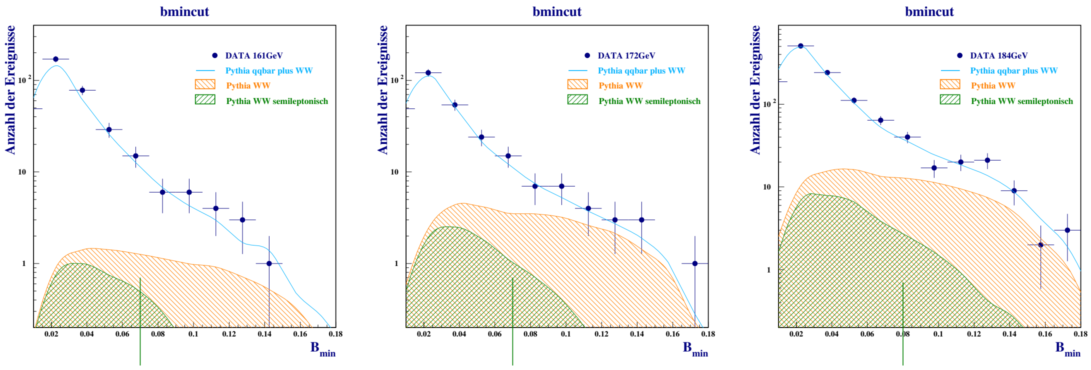


Abbildung 5.7: Diskriminanzvariable B_{min} für WW und Z/γ Ereignisse bei 161, 172 und 184 GeV

Die Variable D2 [48] ist eine Diskriminanzvariable, die besonders effektiv zur Trennung von vierjetartigen $e^+e^- \rightarrow \mathrm{Z}/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen geeignet ist. Daher wird der Schnitt auf diese Variable nur im harten Vierjetbereich verwendet ($y_{\mathrm{cut}}^{\mathrm{durham}} = 0.04$), d.h. bei Ereignissen, die mit großer Wahrscheinlichkeit vier Partonen im Endzustand haben.

Zur Berechnug werden mit dem DURHAM Algorithmus vier Jets geclustert. Der Wert der W–Masse wird von der invarianten Masse aller Permutationen möglicher Jetpaare (M_{ij}) und (M_{kl}) abgezogen. So wird eine Art W–Wahrscheinlichkeit für jedes mögliche Jetpaar definiert. Die WW–Wahrscheinlichkeit pro Ereignis ist die minimale quadratische Summe aller möglichen Permutationen. Es gilt:

$$\begin{aligned} D2 &= \min\left((M_{ij} - M_W)^2 + (M_{kl} - M_W)^2\right) \qquad (5.8) \\ M_W &= 80.35 \text{ GeV} \\ \text{Permutation}(ij, kl) &= (12{,}34), \quad (13{,}24), \quad (14{,}23) \end{aligned}$$

Die invarianten Massen werden mit reskalierten Impulsen errechnet [49]. Die reskalierten Jetimpulse (p_{resc}) werden so bestimmt, daß

$$\chi^2 = \sum (p_{\mathrm{resc}}^2 + p_{\mathrm{jet}}^2)$$

minimal ist, wobei p_{jet} die gemessenen Jetmomenta sind. Dabei werden die vier Bedingungen

$$\begin{aligned} \sum E_i &= 2 \cdot E_{\mathrm{cm}} \\ \sum \vec{p}_i &= 0 \end{aligned}$$

in Form von Lagrangemultiplikatoren berücksichtigt [50]. Die invarianten Massen der Jets werden dabei vernachlässigt. Das D2–Veto unterdrückt 44% der nach allen anderen Schnitten verbleibenden WW–Ereignisse, aber nur 2% der $e^+e^- \rightarrow \mathrm{Z}/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ Ereignisse[8].

[8] ermittelt mit 172 GeV Simulation

Normierung

Die selektierten Ereignisse werden ausgewertet und als Ereignisformvariablen in Histogrammen dargestellt. Diese Verteilungen werden anschließend auf die Anzahl der Ereignisse N, und die Breite jedes Intervalls, dx, normiert.

$$h(f) \coloneqq \frac{1}{N}\frac{d\sigma}{dx}$$

σ ist der in der entsprechenden Variablen gemessene Wirkungsquerschnitt.

5.4 Datenkorrekturen

5.4.1 Korrektur auf Untergrundereignisse

Die Anzahl der verbleibenden akzeptierten WW–Ereignisse wird mit Simulation abgeschätzt. Tab. 5.3 zeigt die MC Vorhersage für alle Energien. Auch für hohe Energien ist die Verunreinigung nicht größer als 7%.

Energie	σ_{WW} [in pb]	Effektivität	Verunreinigung	WW Ereignisse
161 GeV	3.4 ± 0.3	0.853 ± 0.009	0.010 ± 0.001	3.3 ± 0.4
172 GeV	12.3 ± 0.2	0.887 ± 0.005	0.037 ± 0.001	9.6 ± 0.3
183 GeV	15.5 ± 0.2	0.870 ± 0.008	0.066 ± 0.001	71.4 ± 1.2

Tabelle 5.3: Untergrund Abschätzung für $e^+e^- \to WW$. Effektivität bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, ein WW Ereignis als Solches zu erkennen und zu verwerfen. Der relative Anteil aller WW Ereignisse in den selektierten Daten steht in der vierten Spalte, die absolute Anzahl aller WW–Ereignisse in der letzten Spalte.

Die nach der Ereignisselektion verbleibenden $e^+e^- \to WW$ Ereignisse sind vierjetartigen QCD–Ereignissen sehr ähnlich und verfälschen die Messungen. Um diesen Effekt zu verkleinern, wird eine subtraktive Korrektur angewendet: Simulierte und durch DELSIM propagierte $e^+e^- \to WW$ Ereignisse werden den gleichen Akzeptanzkorrekturen wie Daten ausgesetzt. So erhält man WW–Verteilungen, die sich anteilig so auch in den Daten manifestieren. Der so abgeschätzte Untergrund ist auf die Luminosität der Daten zu normieren:

$$\begin{aligned} h_{\mathrm{norm}} &= C_{\mathrm{skal}} \cdot h_{\mathrm{sim}} \qquad (5.9)\\ C_{\mathrm{skal}} &= \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{data}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{ww}}} \\ &= \mathcal{L}_{\mathrm{data}} \cdot \frac{\sigma_{\mathrm{ww}}}{N_{\mathrm{ww}}} \quad , \end{aligned}$$

wobei N_{WW} die Anzahl der generierten WW Ereignisse und $\mathcal{L}_{\mathrm{WW}}$ die zugehörige WW–Luminosität ist, σ_{ww} ist der theoretisch bekannte Wirkungsquerschnitt von $e^+e^- \to WW$.

Die in Tabelle 5.3 angegebenen Wirkungsquerschnitte sind mit den in der verwendeten Simulation verträglich [51]. Der Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitt ist durch die Unsicherheit in der W Masse definiert. In den Matrixelementen erster Ordnung (Born Niveau) besteht die Proportionalität:

$$\sigma_{WW} \propto \left(\sqrt{1-\left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2}\right)^{-1} \tag{5.10}$$

Mit dieser Beziehung kann die Unsicherheit in der Messung der W–Masse in den Fehler des Wirkungsquerschnittes umgerechnet werden. Die auf den so ermittelten Wirkungsquerschnitt normierten WW–Verteilungen werden von den Daten direkt subtrahiert.

5.4.2 Akzeptanzkorrektur

Für den Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen, d.h. simulierten Ereignissen, müssen Korrekturen angewandt werden, um Detektorakzeptanz und Auflösungseffekte auszugleichen. Wie in Abschnitt 2.2.8 beschrieben, wird die Generatorvorhersage des physikalischen Endzustandes durch eine detaillierte Simulation des Detekors propagiert. Den dabei auftretenden systematischen Verschmierungen sind auch die Daten ausgesetzt. Daher liefert das Verhältnis von Simulation vor ($\mathrm{mc_{gen}}$) und Simulation nach ($\mathrm{mc_{acc}}$) DELSIM eine Abschätzung für diese Effekte. Fig. 5.8 zeigt die Streuung der gemessenen, d.h. akzeptierten um die generierten Werte 1-T und $B_{\max}$. Bei einem idealen Detektor lägen alle Punkte auf der Ursprungsgeraden mit Steigung 1.

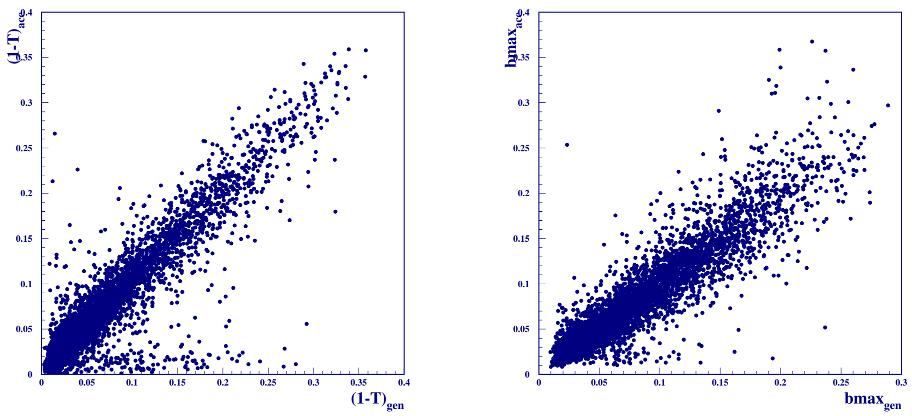


Abbildung 5.8: Detektorauflösung und -akzeptanz für $B_{\max}$ und 1-T bei 161 GeV

Um die in den Abbildungen sichtbare Streuung zu berücksichtigen, wird folgende Korrektur angewendet:

$$
\begin{aligned}
h(f)_{\text{korr.}} &= C_{\text{acc}} \cdot h(f) \qquad (5.11)\\
C_{\text{acc}} &= \frac{h(f)^{\text{nonrad}}_{\text{gen}}}{h(f)_{\text{acc}}}\\
&= C_{\text{WW}} \qquad \cdot C_{\text{det}} \qquad \cdot C_{\text{ISR}}\\
&= \frac{h(f)_{\text{qcdacc}}}{h(f)_{\text{acc}}} \cdot \frac{h(f)^{\text{nonrad}}_{\text{gen}}}{h(f)^{\text{nonrad}}_{\text{qcdacc}}} \cdot \frac{h(f)^{\text{nonrad}}_{\text{qcdacc}}}{h(f)_{\text{qcdacc}}}
\end{aligned}
$$

$h(f)$ steht dabei für die generierten bzw. akzeptierten Verteilungen, normiert auf die Anzahl der Einträge und die Intervallbreite. Bei $h(f)_{\text{acc}}$ wurden alle Schnitte, bei $h(f)_{\text{qcdacc}}$ alle bis auf die Schnitte auf B_{min} und D2 angewandt. Die in Gleichung 5.11 mit *non rad* gekennzeichneten Verteilungen beinhalten ausschließlich Ereignisse mit weniger als 1 GeV ISR.

Unter der Voraussetzung vernachlässigbar kleiner Migration der Einträge zwischen verschiedenen Intervallen ist diese Korrektur zulässig und auf Verwendung aufwendiger Matrixkorrekturen [52] mit Nicht–Diagonalelementen kann verzichtet werden. Das ist bei hinreichend großen Intervallen, wie sie in dieser Analyse gewählt wurden, gewährleistet. C_{acc} setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, der WW Korrektur, der ISR Korrektur und der Detektorkorrektur. C_{WW} beschreibt die Veränderung der Verteilungen durch Schnitte gegen den WW Untergrund, C_{ISR} ist die Korrektur gegen den radiativen Anteil im ausgewählten Datenmaterial und C_{det} ist die inverse Detektorakzeptanz. Alle Faktoren müssen unabhängig voneinander klein sein.

5.5 Systematische Fehlerstudien

Im Gegensatz zu statistischen Fehlern, unter denen Ergebnisse um einen Zentralwert fluktuieren, verändern meßtechnische und aparative Fehlerquellen Ergebnisse systematisch. Falls sich verschiedene systematische Fehler gegeneinander abschwächen sind sie antikorreliert, andernfalls spricht man von einer positiven Korrelation.

Variation der Schnitte

Durch eine Selektion kann man eine Gewichtung bestimmter Topologien[9] nie vermeiden, damit werden die Ergebnisse jedoch verfälscht. Das Verhalten bei Variation solcher Schnitte gibt Aufschluß über den zugehörigen systematischen Fehler.

- **Impuls:** Das Absenken der maximal zulässigen Spurimpulse auf 60 GeV vermindert den Anteil an Fehlmessungen
- **Impaktparameter:** Durch die Verdoppelung der Impaktparametergrößen erhöht sich der Anteil an Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen. Gleichzeitig wird aber auch

[9] im Folgenden *bias* genannt

der Anteil an Spuren, die nicht direkt aus Zerfällen stammen angereichert.

- **Spurwinkelschnitt:** Das Anheben auf 25° bewirkt, daß weniger Spuren aus dem Vorwärtsbereich akzeptiert werden und daher besser vermessene Spuren in die Analyse eingehen. Das geht allerdings auf Kosten der Akzeptanz. Das Gleiche gilt für die Variation des Schnittes auf die Lage der Thrustachse auf Ereignisebene.

- **Energiebalance:** Die Variation dieser Schnitte erhöht oder reduziert den Anteil an Untergrundereignissen. Es ist zu beachten, daß hier restriktivere Schnitte auch bedeuten, daß Ereignisse mit viel neutraler Energie verworfen werden.

- **Anzahl geladener Spuren:** Hiermit steuert man die Akzeptanz leptonischer und semileptonischer Kanäle, die im Allgemeinen niedrigere Anzahl geladener Spuren aufweisen, als hadronische Ereignisse.

- **Impulsbalance und Effektive Schwerpunktenergie:** Restriktivere Schnitte von s' und gleichzeitig p_{miss} verringern den Anteil an akzeptierten, nicht radiativen Ereignissen, bevorzugen aber Mehrjettopologien mit größerer Wichtung

- **Minimale Jetbreite:** Ab 161 GeV beginnt die W–Paarproduktion. Für diese Analyse ist der Anteil dieser Ereignisklasse so gering wie möglich zu halten. Durch Lockerung des Schnittes auf eine entsprechende Diskriminanzvariable wird zwar die Verunreinigung größer, die ungewollte Verschmierung im Vierjetbereich hadronischer Z–Zerfälle deutlich reduziert. Somit erwartet man eine Vergrößerung des statistischen Fehlers, bei einer gleichzeitigen Reduktion des systematischen Fehlers.

Die maximale Variation in den jeweiligen Endergebnissen unter obigen Schnitten ist in dem $\mathrm{syst}_{\mathrm{det}}$ Fehler zusammengefaßt.

Abbildung 5.9 zeigt die beiden generierten QCD–Observablen Thrust und ρ_H vor und nach Schnitten auf B_{min}. Man erkennt, daß die Verteilungen unter den Schnitten weitestgehend unberührt bleiben.

Einfluß durch Schnitte gegen initiale Bremsstrahlung und $e^+e^- \to WW$

Radiative Ereignisse und Vierfermion Endzustände werden durch die Schnitte gegen s' und B_{min} unterdrückt. Dabei sind systematische Effekte in den Ergebnissen im Zweijetbereich (s') und im Vierjetbereich (WW) nicht vermeidbar. Diese Effekte werden duch die Korrekturfaktoren C_{WW} und C_{QCD} (Gleichung 5.11) ausgeglichen. Beide müssen unabhängig voneinander klein sein, denn sie sind mitunter antikorreliert, d.h. in der Summe könnte ein kleiner Fehler zwei große, aber entgegenwirkende Korrekturen verbergen.

Die Schnitte wurden unabhängig voneinander so variiert, daß die Reinheit der akzeptierten Ereignisse (Gleichung 5.6) erst um etwa 10% verkleinert dann um 2% vergrößert wurde. Die maximale Veränderung des Ergebnisses geht als $\mathrm{syst}_{\mathrm{bg}}$ in die Berechnung des totalen Fehlers ein.

Akzeptanzkorrekturen

Die Korrekturfaktoren C_i (Gleichung 5.11) werden mit sehr hoher Statistik berechnet. Deren statistische Fehler sind daher vernachlässigbar klein. Die systematischen Fehler dieser Faktoren soll hier mit 10% der Abweichung von 1 abgeschätzt werden [53]. Der Fehler der jeweils größten Korrektur C_i wird als $\mathrm{syst}_{\mathrm{acc}}$ in den totalen Fehler mit aufgenommen. Korrelationen zwischen den verschiedenen Faktoren $C_{\mathrm{WW}}, C_{\mathrm{det}}$ und C_{ISR} sind nur mit unverhältnismäßig großem Rechenaufwand zugänglich. Daher wird hier der größte Einzelfehler als Gesamtakzeptanzkorrekturfehler angesehen.

Systematische Effekte durch subtraktive Untergrundkorrektur

Die Subtraktion des verbleibenden WW–Untergrundes wird zwar mit Monte Carlo Simulationen berechnet, jedoch ist die Grundgesamtheit dabei so groß, daß statistische Fluktuationen vernachlässigbar klein sind. Bei der Normierung geht die W–Masse und die Luminosität der Daten ein. Beide Größen sind fehlerbehaftet. Die maximale Veränderung von Ergebnissen unter Variation von σ_{WW} innerhalb dessen Fehlers wird im Folgenden als $\mathrm{syst}_{\mathrm{wwtheo}}$ bezeichnet.

Akzeptanzunsicherheiten in der Detektorsimulation

Der Standardgenerator PYTHIA verwendet das STRING–Fragmentierungsmodell, um die Hadronisierungsphase der nicht pertubativen QCD zu simulieren, HERWIG dagegen verwendet dafür die CLUSTER–Fragmentierung. Verwendet man HERWIG an Stelle von PYTHIA für die Korrektur der Ergebnisse, kann man die Stabilität der Akzeptanzkorrektur gegen verschiedene Hadronisierungsmodelle abschätzen.

Das Verhältnis der Vorhersagen ($\mathrm{PYTHIA}_{\mathrm{gen}}$ / $\mathrm{HERWIG}_{\mathrm{gen}}$) ist eine Funktion der jeweils zu analysierenden Größe und wird in kleinen Intervallen berechnet und geglättet. Generierte und akzeptierte PYTHIA–Verteilungen werden dann mit den berechneten Faktoren rewichtet:

$$\mathrm{mc}_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{neu}} = \mathrm{mc}_{\mathrm{acc}} \cdot f(\mathrm{gen}(\mathrm{mc}_{\mathrm{acc}})) \tag{5.12}$$

$$\mathrm{mc}_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{neu}} = \mathrm{mc}_{\mathrm{gen}} \cdot f(\mathrm{mc}_{\mathrm{gen}}) \tag{5.13}$$

$$f(x) = \frac{\mathrm{PYTHIA}_{\mathrm{gen}}(x)}{\mathrm{HERWIG}_{\mathrm{gen}}(x)}$$

$$\mathrm{gen(x)} = \text{gen. Vorhersage zu akz.Wert x}$$

Auf diese Weise wird eine HERWIG+DELSIM Vorhersage konstruiert, die dann mit der akzeptierten Standardvorhersage von PYTHIA+DELSIM verglichen werden kann. Der aus diesem Vergleich resultierende Unterschied wird hier als $\mathrm{syst}_{\mathrm{gen}}$ bezeichnet.

Kombination der systematischen Fehler

Die gerade beschriebenen Einzelfehler wurden so definiert, daß sie weitestgehend unkorreliert sind. Daher ist der totale quadratische systematische Fehler:

$$\mathrm{syst}^2_{\mathrm{tot}} = syst^2_{det} + \mathrm{syst}^2_{\mathrm{bg}} + \mathrm{syst}^2_{\mathrm{acc}} + \mathrm{syst}^2_{\mathrm{wwtheo}} + \mathrm{syst}^2_{\mathrm{gen}} \tag{5.14}$$

Der so berechnete totale systematische Fehler wird schließlich geglättet. Im Folgenden werden fehlerbehaftete Größen mit statistischem und totalem systematischem Fehler angegeben. Die dargestellte Bestimmung systematischer Fehler folgt einer Konvention der LEPQCD Arbeitsgruppe am CERN.

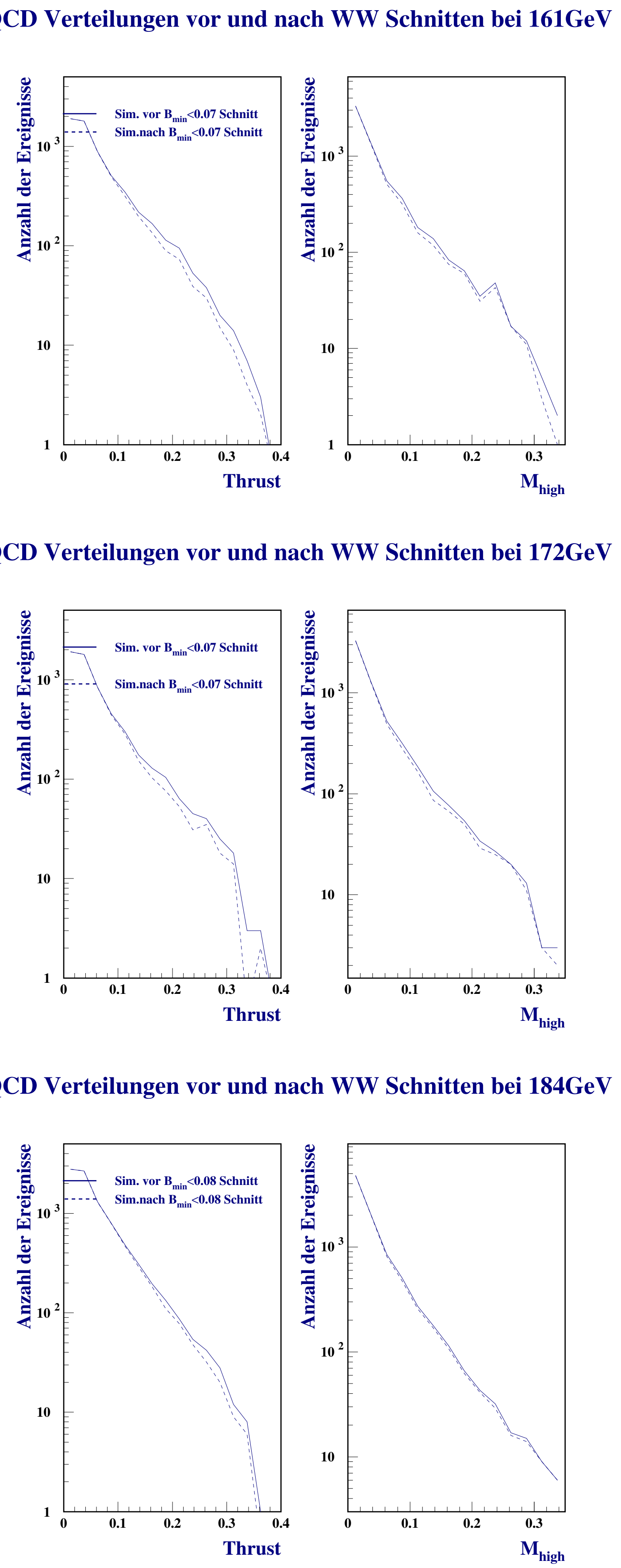


Abbildung 5.9: Verhältnis der simulierten, nicht radiativen (1-T) Verteilung vor und nach Schnitt auf $B_{\min}$

Kapitel 6

QCD Observablen

Zur Klassifizierung von Ereignissen werden verschiedene Größen verwendet. Wenn diese Größen nicht infrarot– und kolinear (Abschnitt 3) sicher sind, divergieren die zugehörigen QCD Matrixelemente. An diesen Größen kann man Theorievorhersagen testen. Vor allem aber die Energieentwicklung dieser Größen in Bezug auf LEP1 ist beobachtbar und geht einher mit der QCD Vorhersage für eine Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten α_s. Es gibt dazu verschiedene Klassen von Größen, Ereignisformvariablen, Einteilchenvariablen und semiinklusive Verteilungen. Die Berechnung von Ereignisformvariablen wurde zuerst in [54] vorgestellt.

In der ersten Klasse wird mit allen Spuren eines Ereignisses eine bestimmte Größe, die meist die Geometrie beschreibt, berechnet. Inklusive Verteilungen histogrammieren Eigenschaften einzelner Spuren, wie etwa Transversal– oder Longitudinalimpulse. Diese Verteilungen beziehen sich immer nur auf geladene Spuren.

Semiinklusive Größen benutzen die Information auf Ereignisebene, um globale Aussagen über die Summe aller Ereignisse zu treffen. Diese Observablen sollen hier vorgestellt werden:

6.1 Ereignisformvariablen

Thrust

Die Größe Thrust (T) [55] beschreibt die geometrische Struktur eines Ereignisses. Sie ist definiert als:

$$T = \max_{n_{\mathrm{thr}}} \frac{\sum\limits_{i=1}^{N} |\vec{p}_i \vec{n}_{\mathrm{thr}}|}{\sum\limits_{i=1}^{N} |\vec{p}_i|} \tag{6.1}$$

Die Projektionsachse, für die die Summe der longitutinalen Impulsanteile aller Spuren, N, maximal wird, nennt man Thrustachse, $\vec{n}_{\mathrm{thr}}$. Diese Summe normiert auf die Summe des Gesamtimpulses aller gemessener Spuren ist der Thrust.

Diese Variable ist kolinearitätssicher und infrarot stabil. Da die Impulse linear aufsummiert werden, ist T invariant gegenüber der Abstrahlung zweier kolinearer Gluonen. Für stiftartige Ereignisse nimmt der Thrust einen Wert von 1 an und für sehr sphärische Ereignisse strebt Thrust gegen den unteren Grenzwert 1/2.

Major

Die Größe Major (M) beschreibt den Anteil der transversalen Impulsanteile in der Ereignisebene, die durch die Thrust– und Majorachse aufgespannt wird. Diese Größe ist analog zu T definiert:

$$M = \max_{n_{\mathrm{maj}}} \frac{\sum_{i=1}^{N} |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{\mathrm{maj}}|}{\sum_{i=1}^{N} |\vec{p}_i|} \tag{6.2}$$

Die Majorachse, $\vec{n}_{\mathrm{maj}}$, steht senkrecht auf der Thrustachse.

Minor

Die Größe Minor (m) beschreibt die transversalen Impulsanteile, die aus der Ereignisebene herauszeigen und ist definiert als:

$$\begin{aligned} \vec{n}_{min} &= \vec{n}_{\mathrm{min}} \times \vec{n}_{\mathrm{thr}} \\ m &= \max_{n_{\mathrm{min}}} \frac{\sum_{i=1}^{N} |\vec{p}_i \vec{n}_{\mathrm{min}}|}{\sum_{i=1}^{N} |\vec{p}_i|} \end{aligned} \tag{6.3}$$

Die erwartete Energieabhängigkeit von Minor ist linear.

Oblateness

Die Flachheit eines Ereignisses wird aus den Größen Major und Minor berechnet und als Oblateness (O) [56] bezeichnet.

$$O = M - m \tag{6.4}$$

Oben genannte Variablen bezeichnet man auch als thrustartige Observablen. In Tabelle 6.1 sind die kinematischen Grenzen der einzelnen Variablen aufgelistet. Jets sind eine Zusammenfassung mehrerer eng zusammenliegender Teilchen.

Ereignistopologie	Thrust	Major	Minor	Oblateness
2–Jet	1	0	0	0
3–Jet	$2/3$	$\sqrt{1/3}$	0	$\sqrt{1/3}$
ebener 4–Jet	$\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/2}$	0	$\sqrt{1/2}$
räumlicher 4–Jet	$\sqrt{1/3}$	$\sqrt{1/3}$	$\sqrt{1/3}$	0
eben isotrop	$2/\pi$	$2/\pi$	0	$2/\pi$
räumlich isotrop	$1/2$	$1/2$	$1/2$	0

Tabelle 6.1: Thrustartige Variablen

C–Parameter

Der C-Parameter ist definiert als

$$C = 3 \cdot (\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1) \text{ , wobei} \tag{6.5}$$
$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \quad \text{und} \quad \sum \lambda_i = 1$$

λ_i sind die Eigenwerte des linearen Impulstensors $\Theta^{ij} = \frac{1}{\sum\limits_{k=1}^{N} |\vec{p}_k|} \sum\limits_{k=1}^{N} p_k^i p_k^j$.

Θ^{ij} ist infrarot– und kolinearitätssicher [54].

Spherizität

Die Spherizität (S) ist definiert als

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \tag{6.6}$$

S reicht von 0 für ein ideales Zweijetereignis bis 1 für völlig isotrope Ereignisse. S ist weder infrarot– noch kolinearitätssicher und daher für QCD Analysen weniger gut geeignet, als die verwandte Größe Thrust.

Aplanarität

Die Aplanarität (A) ist ein Maß für die Flachheit des Ereignisses und ist definiert als:

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3 \tag{6.7}$$

Für A=0 liegen alle Spuren in einer Ebene.

Jetmassen

Invariante Jetmassen werden durch Θ^{ij} definiert und haben daher auch nicht–divergente QCD Vorhersagen. Die Ebene senkrecht zur Thrustachse definiert zwei Ereignishemisphären, in denen die invarianten Massen bestimmt werden.

Schwere Jetmasse

$$M_h^2 = \max\left(\left(\sum_{\vec{p}_k\vec{n}_{\mathrm{thr}}>0} p_k\right)^2, \left(\sum_{\vec{p}_k\vec{n}_{\mathrm{thr}}<0} p_k\right)^2\right) \tag{6.8}$$

Leichte Jetmasse

$$M_l^2 = \min\left(\left(\sum_{\vec{p}_k\vec{n}_{\mathrm{thr}}>0} p_k\right)^2, \left(\sum_{\vec{p}_k\vec{n}_{\mathrm{thr}}<0} p_k\right)^2\right) \tag{6.9}$$

Die größere der beiden invarianten Hemisphärenmassen nennt man die schwere Jetmasse (M_h^2), die kleinere von beiden die leichte Jetmasse (M_l^2). Üblicherweise werden folgende Schreibweisen benutzt:

$$\begin{aligned}\rho_H &= \frac{M_h^2}{E_{\mathrm{vis}}^2}\\ \rho_l &= \frac{M_l^2}{E_{\mathrm{vis}}^2}\\ \rho_d &= \frac{M_h^2 - M_l^2}{E_{\mathrm{vis}}^2}\end{aligned}$$

ρ_l hat verschwindend kleine Terme in 1. Ordnung QCD Störungsrechnung und ist B_{min} ähnlich. Diese Variable wird daher hier nicht für α_s Bestimmungen benutzt. 1-T und ρ_H sind in sowohl 1. Ordnung Störungstheorie als auch in der Näherung führender Logarithmen identisch.

In Tabelle 6.2 sind die kinematischen Grenzen der einzelnen Variablen aufgelistet.

Jetbreiten

Die Jetbreiten [57, 58] messen die Öffnung eines Zweijetereignisses über die Summe der Transversalimpulse bezüglich der Thrustachse. Die totale und maximale Jetbreite wurde erstmalig in [57] als neue Ereignisvariable eingeführt. Beide sind, wie auch 1-T und ρ_H, in erster Ordnung Störungsrechnung und den führenden Logarithmen identisch. Es gilt:

Ereignistopologie	C–Parameter	ρ_H	ρ_l
2–Jet	0	0	0
3–Jet	3/4	1/3	1/3
ebener 4–Jet	3/4	1/8	0
räumlicher 4–Jet	1	1/6	0

Tabelle 6.2: C–Parameter und Jetmassen

$$B_{\pm} = \frac{\sum\limits_{\pm \vec{p}_i \vec{n}_{\mathrm{thr}} > 0} |\vec{p}_i \times \vec{n}_{\mathrm{thr}}|}{2 \sum\limits_i |\vec{p}_i|} \tag{6.10}$$

Aus den Größen B_+ und B_- werden die verschiedenen Jetbreiten berechnet:

Weite Jetbreite (B_{max})

$$B_{\mathrm{max}} = \max(B_-, B_+)$$

Schmale Jetbreite (B_{min})

$$B_{\mathrm{min}} = \min(B_-, B_+)$$

Totale Jetbreite (B_{sum})

$$B_{\mathrm{sum}} = B_- + B_+$$

Differenz der Jetbreiten (B_{diff})

$$B_{\mathrm{diff}} = B_- - B_+$$

Wie auch ρ_l hat B_{diff} keine 1.–Ordnungsterme in pertubativer QCD und ist B_{min} ähnlich.

6.2 Jetraten

Clusteralgorithmen sind Schemata, die die gemessenen Hadronen den ursprünglichen Partonen, aus denen Sie entstanden, zuordnen. Nicht immer werden die Hadronen Ihren richtigen Mutterpartonen zugeordnet. In jedem Fall aber werden nah zusammenliegende Spuren eines Ereignisses zusammengefaßt. Dazu wird für alle Teilchenpaare eine Abstandsnorm, $y_{ij} = \langle p_i, p_j \rangle$, definiert. Verschiedene solcher Metriken sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Falls

Schema	Abstandsnorm
DURHAM [60, 61]	$2\min(E_i^2, E_j^2)/E_{\text{vis}}^2 \cdot (1 - \cos\theta_{ij})$
JADE [62, 63]	$2E_iE_j/E_{\text{vis}}^2 \cdot (1 - \cos\theta_{ij})$
Schema	**Rekombinationsvorschrift**
E0ADD	$E_{ij} = E_i + E_j$ $\vec{p}_{ij} = \vec{p}_i + \vec{p}_j \cdot \frac{E_k}{\lvert\vec{p}_i + \vec{p}_j\rvert}$
VADD	$p_{ij} = p_i + p_j \qquad p = (E, \vec{p})$

Tabelle 6.3: Abstandsnorm und Rekombinationsschema für Clusteralgorithmen

das Teilchenpaar mit dem geringsten Abstand näher zusammenliegt, als ein vorher gewählter Auflöseparameter, y_{cut}, werden diese beiden zu einem neuen Pseudoteilchen rekombiniert. Die Rekombination geschieht nach einem im unteren Teil von Tabelle 6.3 gewählten Schema. Das neue Pseudoteilchen ersetzt die ursprünglichen Teilchen und die Multiplizität wird um eins verringert. Die Prozedur wird wiederholt, bis alle Teilchen (=Teilchen + Pseudoteilchen) größeren Abstand voneinander haben, als y_{cut}. Die Anzahl der dann verbleibenden Jets ist eine Funktion des gewählten Auflöseparameters. Diese Funktion, normiert auf die Anzahl der Ereignisse (N), nennt man n-Jetrate (R_n). Die einzelnen Jetraten (bei einem bestimmten y_{cut}) sind so über die Eigenschaft $\sum R_i = 1$ verknüpft. Jetraten sind semiinklusive, integrale, multinomiale Größen, die untereinander antikorreliert sind. Daher gilt für den statistischen Fehler:

$$\delta(R_i) = \sqrt{\frac{R_i \cdot (1 - N)}{N}} \tag{6.11}$$

mittlere Jetmultiplizität

Die mittlere Jetmultiplizität ($\langle N_{\text{jet}} \rangle$) ist definiert als die über alle Ereignisse gemittelte Anzahl der Jets in Abhängigkeit vom Auflöseparameter (hier DURHAM/VADD). Für die Berechnung des statistischen Fehlers muß die Kovarianzmatrix der Jetraten berücksichtigt werden [59]:

$$\langle N_{\text{jet}} \rangle (y_{\text{cut}}) = \sum_{i=1}^{\infty} R_i * i \tag{6.12}$$

$$\delta(\langle N_{\text{jet}} \rangle (y_{\text{cut}})) = \sqrt{\sum_{j=2}^{\infty} (j \ \delta(R_j))^2 - \sum_{j=2}^{\infty} \sum_{k \neq j}^{\infty} jk \frac{R_j R_k}{N}} \tag{6.13}$$

N ist die Anzahl der Ereignisse.

Differentielle Jetraten

Der Auflöseparameter, für den aus einem Ereignis gerade kein n+1–Jet mehr geclustert wird, sondern ein n–Jet, nennt man die differentielle n–Jetrate. Da diese Observable eine Schwellengröße ist, bezeichnet man sie auch als "flip–value". Diese Größe ist das Differential der Jetraten. Es gilt folgende Rekursion:

$$
\begin{aligned}
D_{32}(y_{\mathrm{cut}}) &= \frac{(R_2 + \Delta y_{\mathrm{cut}}) - R_2(y_{\mathrm{cut}})}{\Delta y_{\mathrm{cut}}} \qquad (6.14)\\
D_{n,n-1}(y_{\mathrm{cut}}) &= \frac{(R_n + \Delta y_{\mathrm{cut}}) - R_n(y_{\mathrm{cut}})}{\Delta y_{\mathrm{cut}}} + D_{n-1,n-2}(y_{\mathrm{cut}})
\end{aligned}
$$

Die differentielle D_{32} Jetrate ist im DURHAM Schema in zweiter Ordnung Störungstheorie gerechnet, außerdem existieren NLLA Vorhersagen für diese Größe.

6.3 Einteilchenvariablen

Zum Vergleich der Vorhersagen von Generator+DELSIM mit den selektierten Daten eignen sich besonders inklusive Größen wie Teilchenimpulse.

Große Diskrepanzen zwischen Simulation und Daten müssen vermieden werden, um glaubwürdige Vorhersagen für Ereignisformvariablen zu ermöglichen. Die vorgestellten Schnitte wurden unter anderem auch unter diesem Gesichtspunkt optimiert.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Variablen p_t^{in}, p_t^{out},y_{t} (alle bzgl. der Thrustachse) und $\ln{(1/X_{\mathrm{p}})}$ zum Tuning der Spurschnitte für geladene Teilchen verwendet.

Transversalimpulse

Die Impulse senkrecht zur Thrustachse geben Aufschluß über die transversale Verteilung des Energieflußes.

$$
\begin{aligned}
p_t^{\mathrm{in}} &= \vec{p} \cdot \vec{n}_{\mathrm{maj}} \qquad (6.15)\\
p_t^{\mathrm{out}} &= \vec{p} \cdot \vec{n}_{\mathrm{min}} \qquad (6.16)
\end{aligned}
$$

Longitudinalimpuls

Die Rapidität (y_{t}) beschreibt die longitudinale Verteilung der Energie der Teilchen bezüglich der Thrustachse und ist definiert als

$$
y_{\mathrm{t}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + \vec{p} \cdot \vec{n}_{\mathrm{thr}}}{E - \vec{p} \cdot \vec{n}_{\mathrm{thr}}} \qquad (6.17)
$$

Sie kann Werte zwischen 0 und $\frac{1}{2}\left(\ln E_{\mathrm{cm}}/(2m_{\mathrm{hadr}})\right)^2$ annehmen. Diese Energieabhängigkeit kann in den Daten beobachtet werden [64].

Skalierter Impuls (X_p oder ξ_p)

Der skalierte Impuls X_p beschreibt die Energieverteilung, normiert auf die Schwerpunktenergie:

$$\begin{aligned} X_\mathrm{p} &= \frac{2 * |\vec{p}|}{\sqrt{s}} \\ \xi_\mathrm{p} &= \ln\left(1/X_\mathrm{p}\right) \end{aligned} \tag{6.18}$$

Die Größe ξ_p wird in MLLA[1] für die partonischen Verteilungen durch eine Gaußfunktion mit höheren Momenten (Breite, Schräge, Kurtosis und $\langle\xi\rangle$) beschrieben. Die höheren Momente werden in Abhängigkeit von drei freien Parametern, der effektiven Skala Λ_eff, der Normierung und einer energieunabhängigen $\mathcal{O}(1)$ Korrektur, berechnet [65]. In LPHD[2] [66] können die gemessenen hadronischen Spektren mit dieser partonischen MLLA Vorhersage verglichen werden [64]. Typisch für diese Verteilung ist die Asymmetrie durch fehlende weiche Gluonen [67].

EEC

Die Energie–Energiekorrelation [68] ist eine Observable, die die Winkel zwischen allen möglichen Spurpaaren untersucht:

$$\mathrm{EEC}(\chi) = \frac{1}{N}\frac{1}{\Delta\chi}\sum_{N}\sum_{i,j}\frac{E_i E_j}{E_\mathrm{vis}^2}\int\limits_{\chi-\frac{\Delta\chi}{2}}^{\chi+\frac{\Delta\chi}{2}} \delta\left(\chi' - \chi_{ij}\right) d\chi' \tag{6.19}$$

wobei N die Anzahl aller Ereignisse, $\Delta\chi$ die Winkelintervallbreite und χ der gemessene Winkel zwischen zwei Spuren ist. χ wird gemessen zwischen $0°$ und $180°$.

JCEF

JCEF[3] [69] beschreibt die Jetartigkeit eines Ereignisses. Sie ist definiert als:

$$\begin{aligned} \mathrm{JCEF}(\chi) &= \frac{1}{N}\frac{1}{\Delta\chi}\sum_{N}\sum_{i}\frac{E_i}{E_\mathrm{vis}}\int\limits_{\chi-\frac{\Delta\chi}{2}}^{\chi+\frac{\Delta\chi}{2}} \delta\left(\chi' - \chi_{i}\right) d\chi' \text{ , wobei} \\ \chi_i &= \arccos\left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{n}_\mathrm{thr}}{|\vec{p}_i|}\right) \end{aligned} \tag{6.20}$$

[1] **M**odified **L**eading **L**og **A**pproximation
[2] **L**ocal **P**arton **H**adron **D**uality
[3] **J**et **C**one **E**nergy **F**raction

χ ist der Öffnungswinkel zwischen einem Teilchen und der Thrustachse, wobei n_{thr} von der schweren zur leichteren Hemisphärenmasse zeigt.

Kapitel 7

Analyse der Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die in Anhang A.1 und A.2 gezeigten Verteilungen diskutiert werden.

Die kolinear– und infrarot stabilen Variablen 1-T, O, C, $B_{\max}$, ρ_H, ρ_l, ρ_d, y_{32}^{durham}, y_{32}^{jade}, EEC(χ) und JCEF(χ) wurden in [70] zur präzisen Messung der starken Kopplung bei LEP1 Energien benutzt. Für die Observablen 1-T, ρ_H, $B_{\max}$, EEC(χ) und y_{32} besteht neben einer $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ Entwicklung auch eine vollständige resummierte NLLA [71, 72] Rechnung.

7.1 Verteilungen

Ereignisformvariablen

In dem oberen Teil der Abbildungen im Anhang A.1 wird der Korrekturfaktor C_{acc} und für Energien oberhalb der WW–Produktionsschwelle C_{WW} (getrichelte Linie0 dargestellt. Die Größe der Korrektur gegen den WW–Untergrund ist ein Maß für den bias der entsprechenden Variable durch die Trennung der beiden Klassen $e^+e^- \to \mathrm{Z}/\gamma \to q\bar{q}$ und $e^+e^- \to WW$. Man erkennt, daß Observablen, die auf der schwereren Hemisphäre arbeiten ($B_{\max}$), weniger beeinflußt werden, als solche, die Spuren beider Ereignishälften beinhalten, wie etwa 1-T.

Der totale Korrekturfaktor beinhaltet alle Korrekturen und ist für alle Variablen nur in den Randbereichen größer als 50%. Diese Bereiche aller Verteilungen repräsentieren die extreme Zwei– und Mehrjetregion. In diesen Bereichen sind QCD Analysen auch durch die Größe der Hadronisierungskorrektur limitiert [31, 32]. Nur Bereiche mit kleineren Korrekturen erlauben eine α_s Bestimmung in NLLA und $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

Im mittleren Bereich der Abbildungen sieht man die korrigierten Daten als Punkte mit statistischen Fehlern in halblogarithmischer Darstellung. Getrichelte Linien zeigen die Simulationen für 91 GeVund die durchgezogene Linie ist die Generatorenvorhersage der Datenenergie. Als Modelle wurden HERWIG, ARIADNE und JETSET ohne Simulation initialer Bremsstrahlung verwendet. Die einzelnen Generatoren können in den Abbildungen nicht unterschieden werden. Eine Studie der unterschiedlichen Vorhersagen findet sich in Abschnitt 4.1.3 und [73]. Hier soll lediglich die Unsicherheit der Generatoren durch den von den drei Linien abgedeckten Bereich angedeutet werden.

Der Zweijetbereich gewinnt für LEP1.5 und LEP2 Energien an Bedeutung, denn dort sind die Verunreinigungen durch Vier–Fermionendzustände relativ klein. In Abbildung 7.1 sieht man im mittleren Teil der Abbildungen den nach Schnitten verbleibenden, also akzeptierten, simulierten WW–Untergrund als schraffierte Fläche, der — nur für die Darstellung in diesen Abbildungen — analog zu den Daten mit C_{acc} multipliziert wird. Weil dieser Prozeß hauptsächlich in der Mehrjetregion Verunreinigungen verursacht, sind Größen, die in NLLA bekannt sind, bei Schwerpunktenergien oberhalb 161 GeV vorteilhaft für die Bestimmung der starken Kopplung α_s.

In dem unteren Teil der Abbildungen ist das Verhältnis von Daten (Punkte) und Simulation (Linie) bei der gemessenen Energie zu den bei 91.2 GeV bestimmten Daten bzw. Monte Carlo Verteilungen dargestellt. Die 91.2 GeV Daten wurden mit der in [53] vorgestellten Spur– und Ereignisselektion produziert. Etwa 500000 Z–Ereignisse des Datensatzes LONG94_C2 wurden dafür verwendet. Aufgrund der verbesserten Spurassoziation in diesem Processing wurde statt einer in [53] geforderten Spurlänge von 30 cm eine Beteiligung des Spurdetektors TPC oder beider Detektoren ID+VD gefordert. Systematik und Statistik der in diesem Teil der Abbildung dargestellten Datenverhältnisse sind so stark dominiert von den Hochenergiedaten, daß für die 91 GeV Daten keine systematischen Studien berücksichtigt wurden.

Alle Observablen verschieben sich gegenüber den LEP1 Daten in Richtung niedrigerer Werte. Durch das Anwachsen der verfügbaren Energie werden die Ereignisse im Allgemeinen stiftartiger.

Die Daten werden bei allen Energien innerhalb der Fehler durch die Simulationen beschrieben. Die Vorhersage der Veränderung in den Verteilungen für Hochenergiedaten im Vergleich zu LEP1 Daten wird durch die Simulation reproduziert.

Die EEC(χ) und JCEF(χ)Verteilungen zeigen gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation im gesamten Bereich. Die Korrekturen werden in den Randbereichen größer.

Jetraten

Jetraten messen idealerweise die Produktionsrate der in Fig. 7.2 dargestellten Prozesse. Daher sind sie sensitiv auf Produktionsmechanismen, die nicht simuliert wurden. In Abbildung A.19 bis A.21 sind die Zweijetraten als Punkte, Dreijetraten als Dreiecke, Vierjetraten als Vierecke und Fünfjetraten als Fünfecke dargestellt und werden mit den Generatorvorhersagen von JETSET und ARIADNE verglichen.

In der gesamten Meßperiode wurde kein signifikanter Überschuß an Teilchenproduktion, speziell im Mehrjetbereich, festgestellt. Die Daten (A.2) sind in guter Übereinstimmung mit den Generatorvorhersagen.

Semi–inklusive Spektren

Alle semi–inklusiven Spektren hadronischer geladener Spuren wurden auf die Anzahl der Ereignisse, nach Abzug der WW-Kontamination, normiert. Daher ist das Integral dieser Spektren die mittlere Anzahl geladener Teilchen. Die Zunahme der Teilchenproduktion sieht man an dem Anwachsen des Rapiditätsplateaus bei gleichzeitiger Ausdehnung der kinematischen

Grenze. Alle Rapiditätsverteilungen werden von der Simulation gut beschrieben.

Bei LEP1 Energien werden hohe Transversalimpulse (>1 GeV) systematisch unterschätzt [17]. Die Daten werden von HERWIG am besten reproduziert. Der Matrix–Elemente Ansatz scheint die Daten im Bereich $p_t^{\mathrm{out}}>1$ GeV am besten zu beschreiben [53]. Gleiches gilt für LEP1.5 und LEP2, allerdings ist die Diskrepanz weniger groß. Bei der Berechnung der Transversalimpulse wird erster Ordnung Störungsrechnung mit LLA Resummation kombiniert. Da LLA Rechnungen große Winkel nicht korrekt beschreiben, entsteht so die Diskrepanz zwischen Daten und Monte Carlo. Das bei höherer Schwerpunktenergie auftretende Anwachsen der geladenenen Multiplizität kann anhand der Transversalimpulsspektren verifiziert werden.

Die Lage des Maximums der ξ_{p} Verteilung (ξ^*) wird in MLLA/LPHD vorhergesagt. Die Daten werden durch die Generatoren beschrieben. Die Lage des Maximums verschiebt sich deutlich in Richtung höherer ξ_{p} Werte.

Alle inklusiven Spektren der LEP1.5 und LEP2 Daten werden ausführlich in [64] vorgestellt und diskutiert.

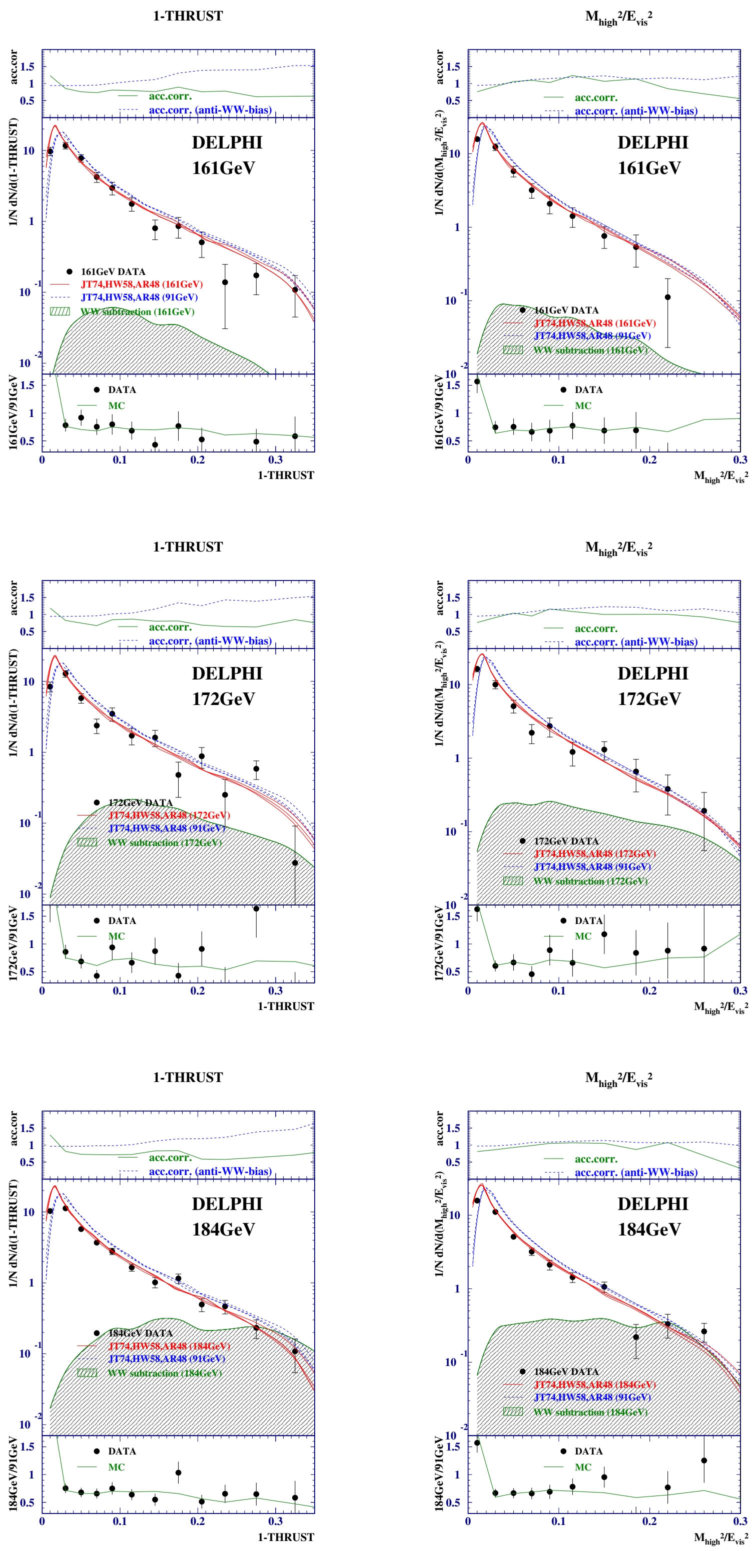


Abbildung 7.1: 1-T und ρ_H Verteilungen für verschiedene Energien mit subtrahiertem Vier–Fermion–Untergrund

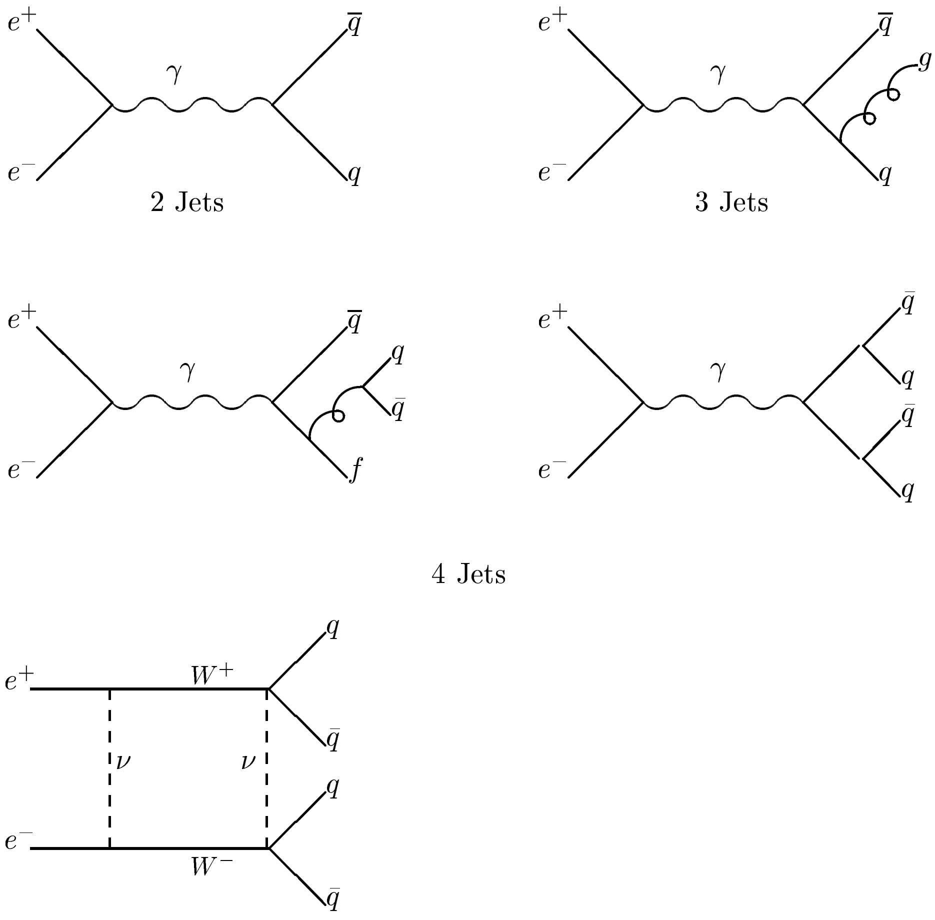


Abbildung 7.2: Zwei–, Drei– und Vierjetdiagramme

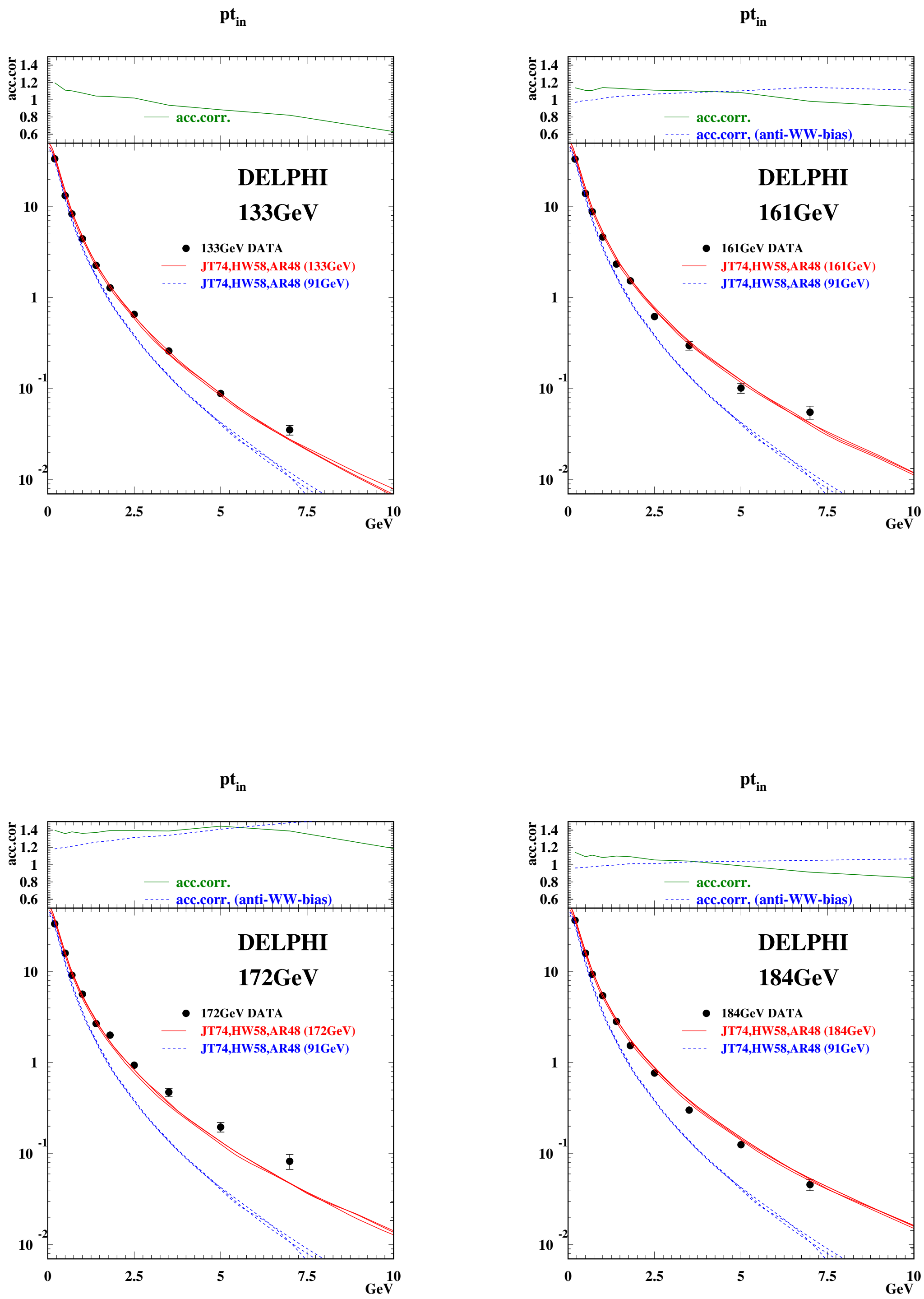


Abbildung 7.3: p_t^{in} bezüglich der Thrust Achse für geladene Spuren

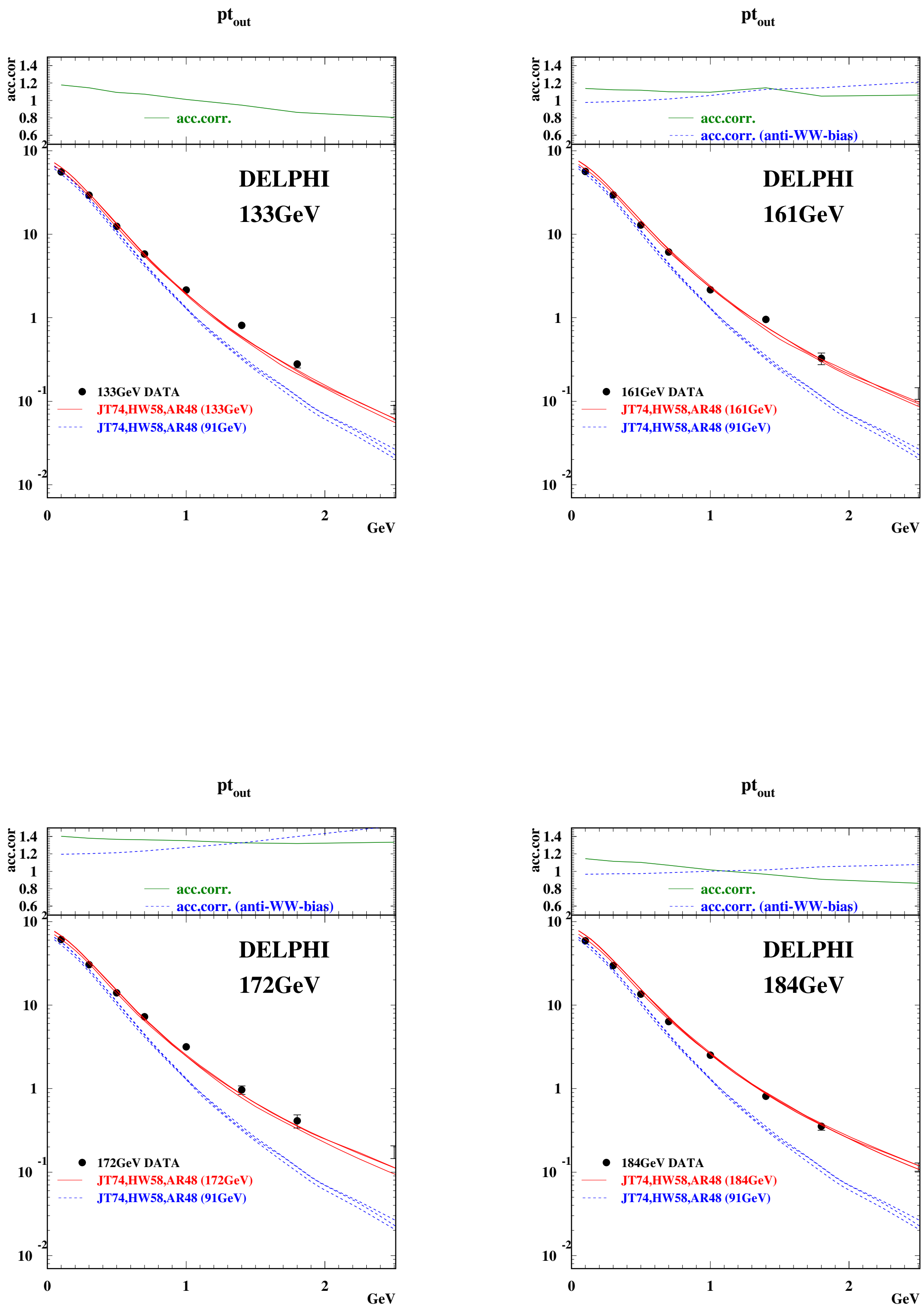


Abbildung 7.4: $p_t^{\rm out}$ bezüglich der Thrust Achse für geladene Spuren

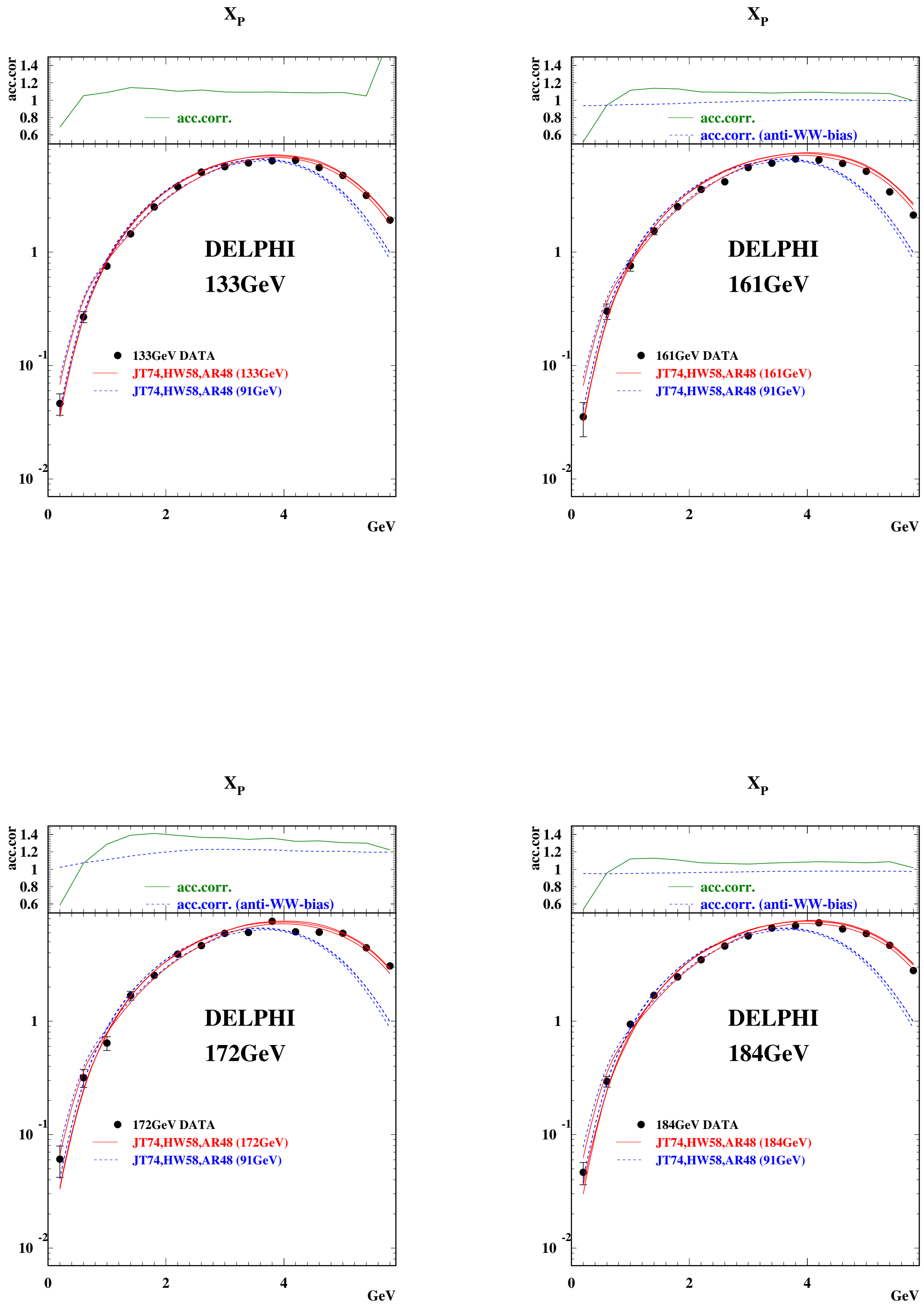


Abbildung 7.5: ξ_p für geladene Spuren

7.2 Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s

Die Bestimmung der starken Kopplungskonstanten aus Ereignisformvariablen ist in Vorbereitung [32]. Vorläufige Ergebnisse aus der zitierten Analyse für 1-T und ρ_H sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden und bilden die Grundlage für die Bestimmung der Energieabhängigkeit der starken Kopplung. Systematische Studien sind noch nicht verfügbar. QCD Rechnungen beschreiben immer Partonendzustände, daher werden Hadronisierungseffekte mit phänomenologisch gestützten Modellen simuliert, die Partonausdrücke entsprechend korrigiert[1] und dann mit den Daten verglichen.

Die QCD-Skala $\Lambda_{\overline{MS}}$ wird als freier Parameter durch einen χ^2–Fit aus den Datenverteilungen bestimmt. Daraus wird $\alpha_s(Q)$ berechnet.

Durch die Kombination einer Rechnung in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ mit einer Approximation durch führende und nächstführende Logarithmen kann der Fitbereich ausgedehnt werden, so daß der statistische Fehler kleiner wird. Folgende Bereiche wurden verwendet:

1-T	(NLLA):	[0.06	,	0.10]
1-T	($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$):	[0.10	,	0.24]
ρ_H	(NLLA):	[0.06	,	0.10]
ρ_H	($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$):	[0.10	,	0.24]

Alle α_s–Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Die angegebenen Werte wurden für eine Skala $\mu^2/Q^2 = 1.0$ für alle NLLA und NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ Rechnungen bestimmt. Für die Ergebnisse in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ wurde eine bei 91.2 GeV bestimmte Skala von $\mu^2/Q^2 = 0.005$ für ρ_H und $\mu^2/Q^2 = 0.001$ für 1-T verwendet.

In Fig. 7.6 und 7.7 sieht man die mit allen Hochenergiedaten berechneten α_s–Werte in Abhängigkeit der Energie des hadronischen Systems. Man sieht, daß die Ergebnisse der in $\ln(R)$ kombinierten Theorie kleinere totale Fehler haben. Eine Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten ist in den Daten sichtbar. Das eingezeichnete Band beschreibt den vom Standardmodell vorhergesagten Verlauf der Entwicklung von α_s mit der Energie. Daten und Theorie sind miteinander verträglich. Der in 7.6 und 7.7 eingezeichnete $\alpha_s(M_Z)$ Datenpunkt ist der Weltmittelwert [45].

Das Gleiten der starken Kopplung

Aus den gemessenen α_s Werten soll nun eine Energieabhängigkeit bestimmt werden. Da keine systematischen Studien vorliegen, sind alle Ergebnisse als vorläufig zu betrachten.
Die Renormalisierungsgruppengleichung lautet:

[1] Hadronisierungskorrektur

$$\begin{aligned} Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2} &= \beta(\alpha_s) \quad \text{, wobei} \\ \beta(\alpha_s) &= -b_0 \alpha_s^2 \\ b_0 &= \frac{33 - 2N_f}{12\pi} \end{aligned} \tag{7.1}$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_s}{d\ln Q} &= \left(\frac{\ln Q}{dQ}\right)^{-1} \cdot \frac{d\alpha_s}{dQ} \\ &= Q \cdot \frac{d\alpha_s}{dQ} = Q \cdot \frac{dQ^2}{dQ} \frac{d\alpha_s}{dQ^2} \\ &= 2 \cdot \left(Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2}\right) = 2 \cdot \left(-b_0 \alpha_s^2\right) \end{aligned} \tag{7.2}$$

b_0 kann aus der Messung von $\frac{d\alpha_s}{d\ln Q}$ bestimmt werden. Aus einem Fit an die Daten ergibt sich :

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(1-T, \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0187 \pm 0.0047)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\rho_H, \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0054 \pm 0.0058)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(1-T, \mathrm{NLLA}\right) &= (-0.0120 \pm 0.0024)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\rho_H, \mathrm{NLLA}\right) &= (-0.0116 \pm 0.0024)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(1-T, \mathrm{NLLA} + \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0071 \pm 0.0014)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\rho_H, \mathrm{NLLA} + \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0129 \pm 0.0014)\ \mathrm{GeV}^{-1} \end{aligned}$$

Aus den Einzelmessungen soll ein über die Variablen gemitteltes Ergebnis errechnet werden. Die beiden Variablen 1-T und ρ_H sind korrelierte Größen, daher wird für den Mittelwert der kleinste Einzelfehler angenommen. Für die Energieabhängigkeit der starken Kopplung gilt:

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0121 \pm 0.0047)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\mathrm{NLLA}\right) &= (-0.0118 \pm 0.0024)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\ \mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d\,lnQ}\left(\mathrm{NLLA} + \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0100 \pm 0.0014)\ \mathrm{GeV}^{-1} \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich:

$$b_0 = 0.450 \pm 0.112_{\mathrm{stat}} \pm 0.025_{\mathrm{theo}} \quad ,$$

wobei der theoretische Fehler die Unsicherheit zwischen den drei gewählten Methoden darstellt. Innerhalb von zwei Standardabweichungen sind alle Werte sowohl mit der Standardmodellvorhersage von

$$b_0 = \frac{33 - 2 \cdot N_f}{12\pi} = 0.6100$$

als auch mit der Vorhersage supersymmetrischer QCD [74] von

$$b_0 = \frac{33 - 2 * (N_f + 3)}{12\pi} = 0.4509$$

verträglich.

130 GeV	1-T($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	1-T(NLLA)	$\rho_H(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$	ρ_H(NLLA)
χ^2	6.32/3	0.35/1	2.33/4	0.01/1
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.208 \pm^{0.070}_{0.063}$	$0.265 \pm^{0.171}_{0.121}$	$0.263 \pm^{0.124}_{0.099}$	$0.454 \pm^{0.302}_{0.190}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1165 \pm^{0.0053}_{0.0060}$	$0.1209 \pm^{0.0101}_{0.0100}$	$0.1207 \pm^{0.0077}_{0.0082}$	$0.1319 \pm^{0.0125}_{0.0111}$
α_s(130 GeV)	$0.1106 \pm^{0.0047}_{0.0054}$	$0.1146 \pm^{0.0090}_{0.0094}$	$0.1145 \pm^{0.0069}_{0.0074}$	$0.1244 \pm^{0.0110}_{0.0099}$

136 GeV	1-T($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	1-T(NLLA)	$\rho_H(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$	ρ_H(NLLA)
χ^2	1.41/3	0.19/1	1.78/4	1.46/1
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.154 \pm^{0.079}_{0.065}$	$0.578 \pm^{0.335}_{0.248}$	$0.276 \pm^{0.163}_{0.124}$	$0.396 \pm^{0.361}_{0.191}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1115 \pm^{0.0070}_{0.0081}$	$0.1375 \pm^{0.0122}_{0.0124}$	$0.1217 \pm^{0.0095}_{0.0103}$	$0.1289 \pm^{0.0156}_{0.0127}$
α_s(136 GeV)	$0.1055 \pm^{0.0062}_{0.0072}$	$0.1284 \pm^{0.0105}_{0.0109}$	$0.1145 \pm^{0.0083}_{0.0091}$	$0.1209 \pm^{0.0136}_{0.0112}$

161 GeV	1-T($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	1-T(NLLA)	$\rho_H(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$	ρ_H(NLLA)
χ^2	1.40/3	0.01/1	0.55/4	0.16/1
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.153 \pm^{0.100}_{0.077}$	$0.343 \pm^{0.261}_{0.176}$	$0.354 \pm^{0.224}_{0.169}$	$0.354 \pm^{0.276}_{0.168}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1114 \pm^{0.0086}_{0.0087}$	$0.1259 \pm^{0.0127}_{0.0131}$	$0.1266 \pm^{0.0110}_{0.0120}$	$0.1266 \pm^{0.0131}_{0.0119}$
α_s(161 GeV)	$0.1031 \pm^{0.0073}_{0.0087}$	$0.1153 \pm^{0.0105}_{0.0110}$	$0.1159 \pm^{0.0091}_{0.0101}$	$0.1159 \pm^{0.0108}_{0.0100}$

172 GeV	1-T($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	1-T(NLLA)	$\rho_H(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$	ρ_H(NLLA)
χ^2	4.63/3	4.92/1	6.29/4	0.07/1
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.217 \pm^{0.134}_{0.107}$	$0.086 \pm^{0.125}_{0.061}$	$0.205 \pm^{0.208}_{0.129}$	$0.163 \pm^{0.178}_{0.095}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1172 \pm^{0.0091}_{0.0109}$	$0.1029 \pm^{0.0138}_{0.0144}$	$0.1136 \pm^{0.0136}_{0.0148}$	$0.1124 \pm^{0.0134}_{0.0125}$
α_s(172 GeV)	$0.1071 \pm^{0.0075}_{0.0091}$	$0.0951 \pm^{0.0116}_{0.0124}$	$0.1063 \pm^{0.0111}_{0.0125}$	$0.1030 \pm^{0.0111}_{0.0106}$

184 GeV	1-T($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	1-T(NLLA)	$\rho_H(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$	ρ_H(NLLA)
χ^2	10.19/3	0.10/1	2.52/4	4.14/1
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.210 \pm^{0.060}_{0.054}$	$0.271 \pm^{0.117}_{0.092}$	$0.394 \pm^{0.131}_{0.112}$	$0.262 \pm^{0.093}_{0.073}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1167 \pm^{0.0045}_{0.0049}$	$0.1213 \pm^{0.0072}_{0.0073}$	$0.1288 \pm^{0.0064}_{0.0067}$	$0.1206 \pm^{0.0059}_{0.0058}$
α_s(184 GeV)	$0.1057 \pm^{0.0037}_{0.0040}$	$0.1094 \pm^{0.0058}_{0.0059}$	$0.1154 \pm^{0.0051}_{0.0054}$	$0.1089 \pm^{0.0048}_{0.0047}$

Tabelle 7.1: α_s aus NLLA und $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [32]

130 GeV	1-T(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	ρ_H(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)
χ^2	6.62/5	3.39/6
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.437 \pm^{0.147}_{0.124}$	$0.335 \pm^{0.114}_{0.094}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1310 \pm^{0.0067}_{0.0070}$	$0.1254 \pm^{0.0062}_{0.0063}$
α_s(130 GeV)	$0.1237 \pm^{0.0060}_{0.0062}$	$0.1187 \pm^{0.0055}_{0.0056}$

136 GeV	1-T(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	ρ_H(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)
χ^2	3.07/5	4.03/6
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.486 \pm^{0.189}_{0.156}$	$0.332 \pm^{0.132}_{0.111}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1335 \pm^{0.0080}_{0.0073}$	$0.1252 \pm^{0.0077}_{0.0077}$
α_s(136 GeV)	$0.1249 \pm^{0.0070}_{0.0073}$	$0.1177 \pm^{0.0067}_{0.0068}$

161 GeV	1-T(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	ρ_H(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)
χ^2	1.88/5	0.55/6
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.392 \pm^{0.194}_{0.151}$	$0.384 \pm^{0.176}_{0.134}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1287 \pm^{0.0092}_{0.0096}$	$0.1283 \pm^{0.0085}_{0.0085}$
α_s(161 GeV)	$0.1177 \pm^{0.0076}_{0.0080}$	$0.1173 \pm^{0.0070}_{0.0071}$

172 GeV	1-T(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	ρ_H(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)
χ^2	10.86/5	6.32/6
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.254 \pm^{0.175}_{0.122}$	$0.201 \pm^{0.136}_{0.092}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1201 \pm^{0.0106}_{0.0110}$	$0.1159 \pm^{0.0096}_{0.0096}$
α_s(172 GeV)	$0.1094 \pm^{0.0087}_{0.0092}$	$0.1060 \pm^{0.0080}_{0.0081}$

184 GeV	1-T(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)	ρ_H(NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$)
χ^2	11.14/5	6.01/6
$\Lambda_{\overline{MS}}$	$0.417 \pm^{0.106}_{0.092}$	$0.346 \pm^{0.082}_{0.070}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.1300 \pm^{0.0051}_{0.0052}$	$0.1261 \pm^{0.0045}_{0.0045}$
α_s(184 GeV)	$0.1164 \pm^{0.0041}_{0.0042}$	$0.1132 \pm^{0.0036}_{0.0036}$

Tabelle 7.2: α_s aus NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [32]

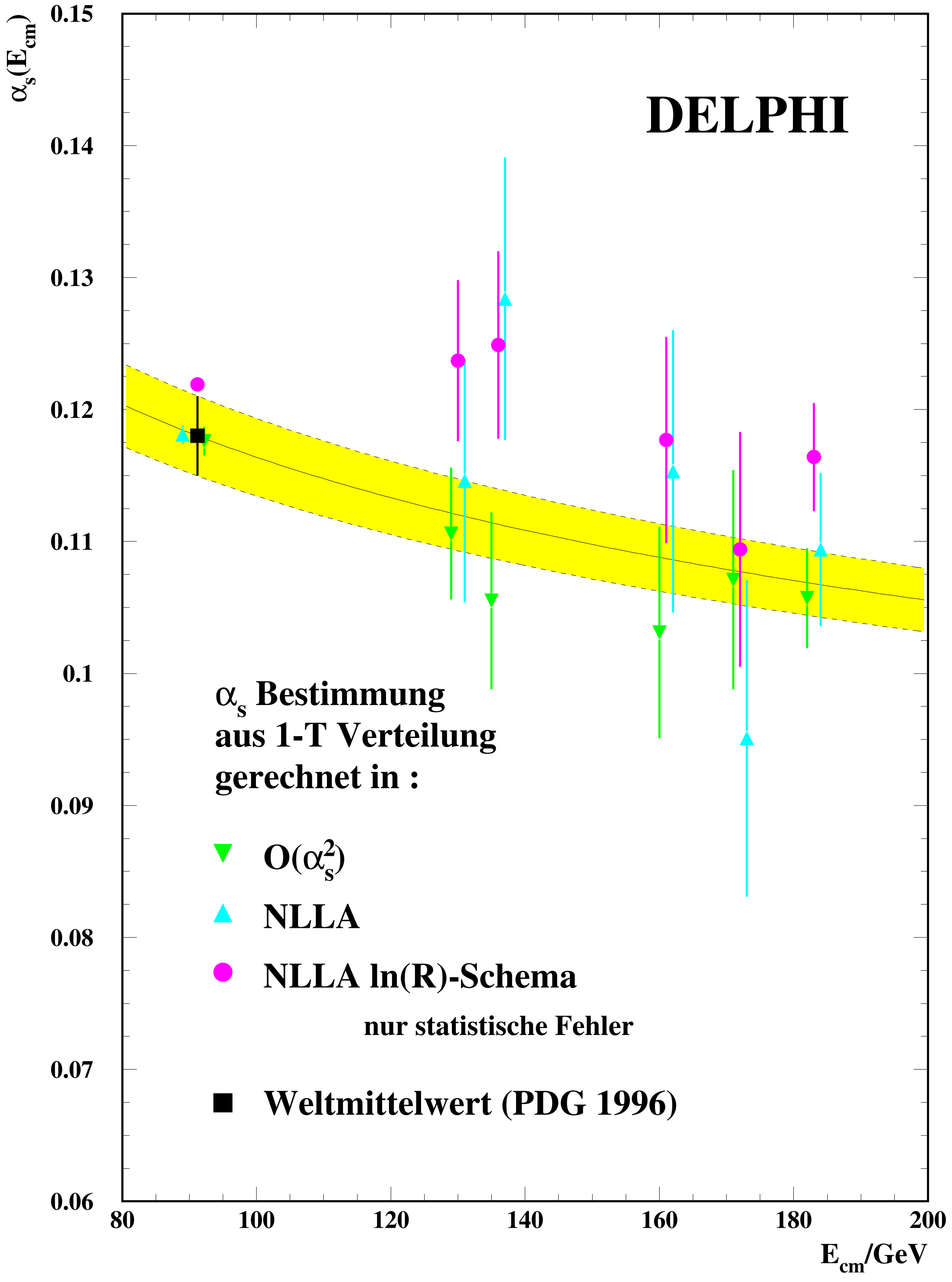


Abbildung 7.6: α_s als Funktion der Energie für 1-T [32]

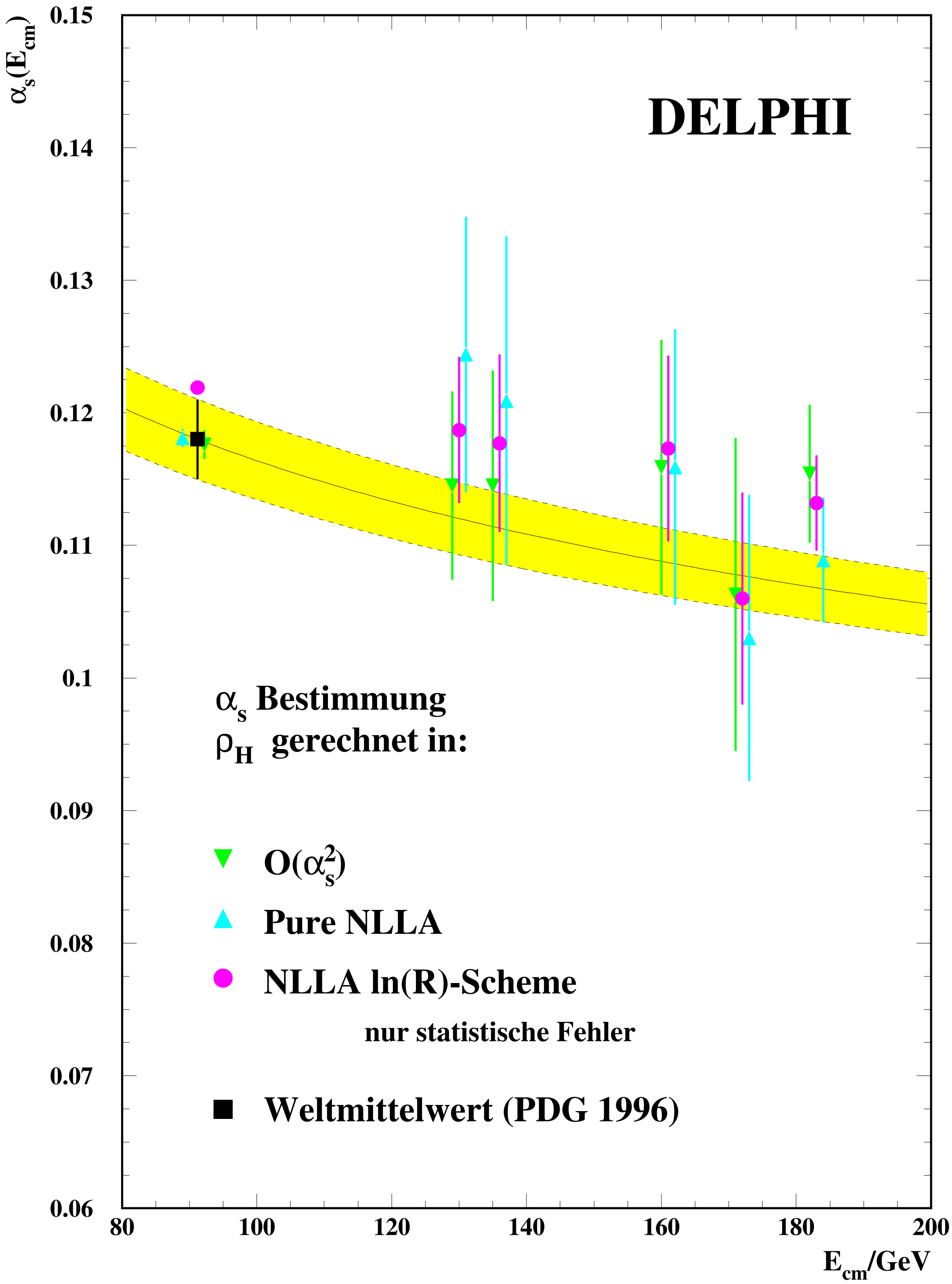


Abbildung 7.7: α_s als Funktion der Energie für ρ_H [32]

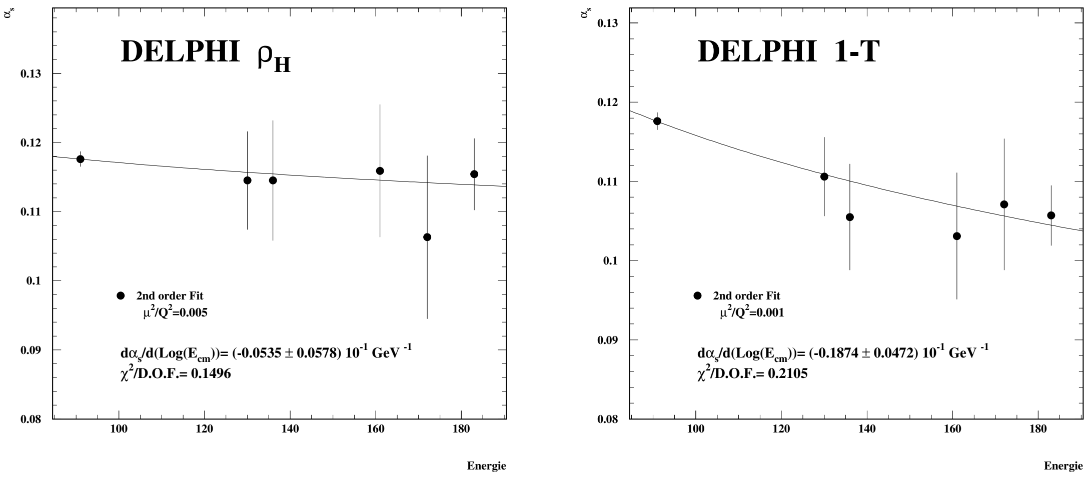


Abbildung 7.8: Fit an die Energieabhängigkeit von α_s in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$

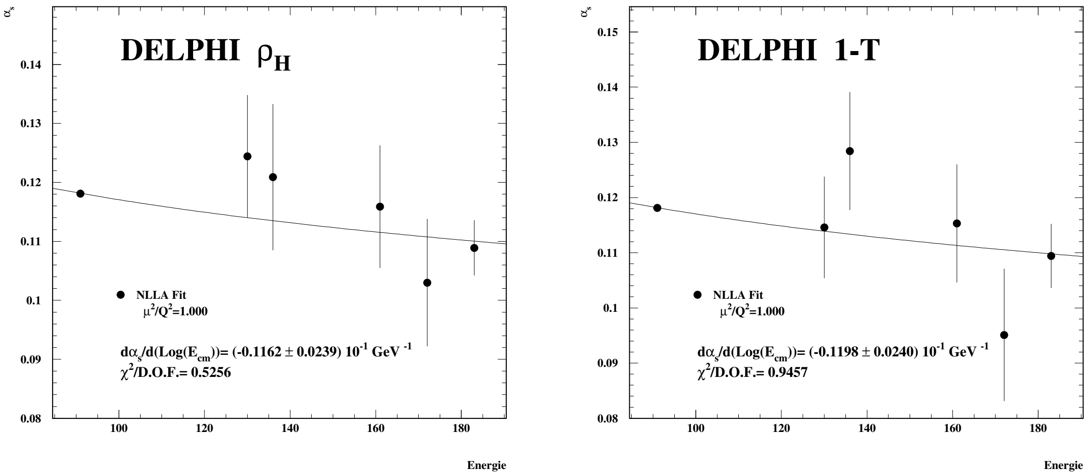


Abbildung 7.9: Fit an die Energieabhängigkeit von α_s in NLLA

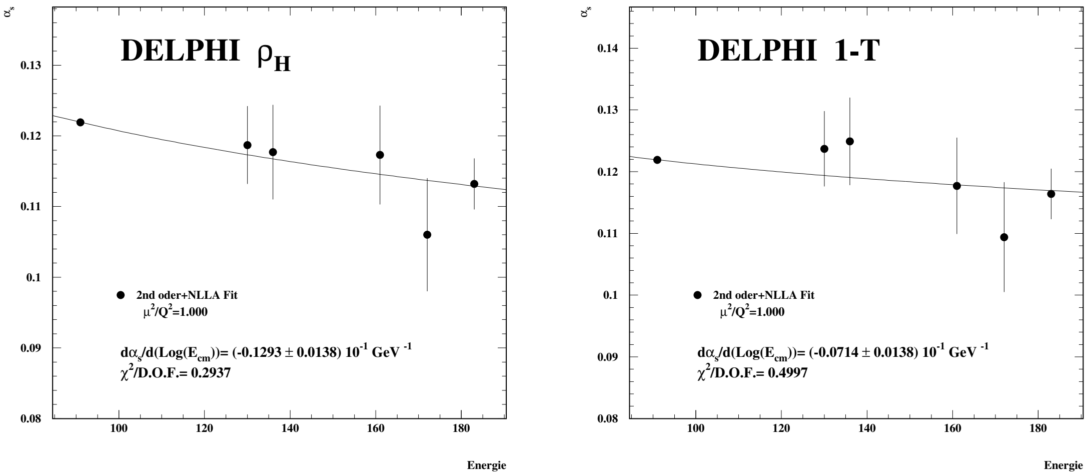


Abbildung 7.10: Fit an die Energieabhängigkeit von α_s in NLLA+$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$

7.3 Die LEP QCD Arbeitsgruppe

Die LEP–QCD Arbeitsgruppe ist ein Zusammenschluß der vier Kollaborationen ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Erklärtes Ziel ist die gemeinsame Analyse QCD relevanter Größen, deren Einzelmessungen durch statistische Fehler dominiert sind. Die Kombination der Messungen führt zu einer Reduktion des statistischen Fehlers um einen Faktor zwei. Die experimentellen und theoretischen systematischen Fehler werden, soweit möglich, in unkorrelierte und korrelierte Anteile aufgespalten.

Mittelwerte und höhere Momente

Die drei jeweils ersten Momente von verschiedenen Observablen sollen kombiniert werden. Es gilt

$$\langle Y^m \rangle = \frac{1}{N} \sum y_i^m \quad , \tag{7.3}$$

für das m'te Moment der Variable Y, bei N verschiedenen Einzelmessungen y_i^m. Die Momente sind untereinander korreliert. Zur Bestimmung der Korrelationskoeffizienten werden N statistisch unabhängige Simulationsdatensätze (set) produziert. Die Kovarianzmatrix ist dann definiert als:

$$cov_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\mathrm{set}=1}^{\mathrm{N}} \left(y_{\mathrm{set}}^i - \left\langle \mathbf{y^i} \right\rangle \right) \left(y_{\mathrm{set}}^j - \left\langle \mathbf{y^j} \right\rangle \right) \quad , \tag{7.4}$$

wobei y_{set}^i das i'te Moment der Variable y in der Simulation *set* ist. $\left\langle \mathbf{y^i} \right\rangle$ bezeichnet den über alle Simulationssets gemittelten Wert für y^i. Normalisiert man die Kovarianzmatrix bezüglich der Diagonalelemente erhält man die Korrelationsmatrix.

$$\rho_{ij} = \frac{cov_{ij}}{\sqrt{cov_{ii} \cdot cov_{jj}}} \tag{7.5}$$

An den Einträgen der Korrelationsmatrix kann man erkennen, um wie viel sich ein Wert (i) in Einheiten der Standardabweichung ändert, wenn man einen anderen (j) um σ ändert. Falls das Vorzeichen negativ ist, sind die beiden Größen antikorreliert.

Folgende Größen wurden als Basis für die Analyse ausgewählt:

- 1-T
- ρ_H
- $B_{\max}$
- B_{sum}

- C
- diff. 2 $\rightarrow$ 3 Jetrate (DURHAM)
- mittlere Jetmultiplizität (JADE) bei verschiedenen Auflöseparametern
- $\langle$NCH$\rangle$ (mittlere Anzahl geladener Spuren pro Ereignis)
- ξ_{p}(Maximum der X_{p}Verteilung)

Die systematischen Fehler werden konsistent, d.h. für alle Kollaborationen in gleicher Weise gemessen (siehe Abschnitt 5.5). Man geht davon aus, daß Detektorunsicherheiten und statistische Fehler unkorreliert sind (zwischen den Experimenten) während Generator-, ISR- und WW-Unsicherheiten korrelierte Größen sind.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Mit dem DELPHI Detektor wurden im Zeitraum 1995–1997 etwa 2500 hadronische, nicht radiative Ereignisse gemessen.

Die Abschätzung der effektiven Schwerpunktenergie mit dem SPRIME Algorithmus erlaubt eine effiziente Selektion von nicht radiativen Ereignissen. In Zukunft werden Studien mit radiativen Ereignissen Zugang zu Zwischenenergien erlauben, um so weitere Datenpunkte für die Bestimmung von $\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}$ zu erhalten.

Jetraten zeigen keine Evidenz für eine vermehrte Teilchenproduktion im Vierjetbereich. Die mit den Meßdaten bestimmten Ereignisformvariablen sind in guter Übereinstimmung mit Generatorvorhersagen.

Vorläufige Studien ergeben für die Energieabhängigkeit der starken Kopplung:

$$\begin{aligned}
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\left(\mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0121 \pm 0.0047)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\,(\mathrm{NLLA}) &= (-0.0118 \pm 0.0024)\ \mathrm{GeV}^{-1} \\
\mathrm{d}\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}\left(\mathrm{NLLA} + \mathcal{O}\left(\alpha_s^2\right)\right) &= (-0.0100 \pm 0.0014)\ \mathrm{GeV}^{-1}
\end{aligned}$$

Das Gleiten der starken Kopplung ist in den Daten der Jahre 1995 bis 1997 sichtbar. Ein abelsches QCD–Modell, bei der die starke Kopplungskonstante mit wachsender Energie anwachsen würde, kann ausgeschlossen werden.

Aus den Meßwerten ergibt sich:

$$b_0 = 0.450 \pm 0.112_{\mathrm{stat}} \pm 0.025_{\mathrm{syst}} \quad .$$

Innerhalb von zwei Standardabweichungen ist der Wert sowohl mit der Standardmodellvorhersage von

$$b_0 = \frac{33 - 2 \cdot N_f}{12\pi} = 0.610$$

als auch mit der Vorhersage supersymmetrischer QCD von

$$b_0 = \frac{33 - 2 \cdot (N_f + 3)}{12\pi} = 0.451$$

verträglich.

Ende 1998 werden mehr als 2000 hadronische, nicht radiative Ereignisse bei einer Schwerpunktenergie von über 190 GeV zur Verfügung stehen, so daß sich die statistischen Fehler verkleinern. Aufgrund des großen totalen abgedeckten Energieintervalls kann $d\alpha_s/\mathrm{d}\ln\mathrm{Q}$ in größerer Präzision bestimmt werden, als es bislang möglich war.

Die Mitglieder der LEP–QCD Arbeitsgruppe werden noch 1998 Ergebnisse der Analyse höherer Momente von Ereignisformvariablen, Jetraten und semiinklusiven Spektren geladener Hadronen vorstellen. Sobald diese Ergebnisse für eine gemeinsame α_s Analyse herangezogen werden, wird sich der statistische Fehler um einen Faktor 2 reduzieren. Damit ist die Präzision der α_s–Messung bei Energien oberhalb der Z–Resonanz nicht mehr durch Statistik limitiert.

Wie groß der Gewinn bezüglich systematischer Fehler sein wird, läßt sich allerdings noch nicht abschätzen.

Literaturverzeichnis

[1] E. Lilestol. Science in the big league. *Scientific Europe* (1997) .

[2] DELPHI Coll., P. Abreu et al. Performance of the delphi detector. *Nucl. Instr.* **A 378**(1996) 57.

[3] P. Antilogus et al. *Nucl. Instr. Meth.* **A 283**(1989) 567.

[4] DELPHI Coll., P. Aarino et al. *Nucl. Instr.* **A303**(1991) 233.

[5] DELPHI Coll., P. Abreu et al. Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP. DELPHI 95-68 PHYS 503, 1997.

[6] DELPHI Coll., P. Abreu et al. Event generation and detector simulation. DELPHI 89–67, 1989.

[7] J.A. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls. The 1^{st} and 2^{nd} level trigger user manual; summary of the 1992 trigger performance. DELPHI 93-42 DAS 144, 1997.

[8] DELPHI Coll., P. Abreu et al. Delphi data analysis programm users guide. DELPHI 89–44, 1989.

[9] D. Bertrand, L. Pape. Tanagra, track analysis and graphics package. DELPHI 87–95, 1987.

[10] M. Elsing. Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien für Charm– und Bottom–Quarks bei Energien nahe der Z-Resonanz. *WUB–DIS* **96-7** (1996) .

[11] P. Abreu et al. DELPHI coll. DELSIM DELPHI Event Generation and Detector Simulation Reference Manual. *DELPHI* **89–68**(1989) .

[12] R. Bruen et al. *CERN Report* **DD/EE/84-1**(1996) .

[13] L. Lonnblad. *Comp. Phys. Comm.* **71**(1992) 15.

[14] T. Sjöstrand. *Comp. Phys. Comm.* **82**(1994) 74.

[15] G. Marchesini et al. *Phys. Comm* **67**(1992) 465.

[16] J.E. Campagne, R. Zitoun. *Z.Phys.* **C 43**(1989) 109.

[17] DELPHI Coll., P. Abreu et al. Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data. *Z. Phys.* **C 73**(1996) 11.

[18] J.E. Champagne, R. Zitoun. *Z. Phys.* **C 43**(1989) 169.

[19] Y.L. Dokshitzer et al. *Basics of Perturbative QCD.* Editions Frontières, 1991.

[20] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.* **22**(1967) 597.

[21] A. Salam, J.C. Ward. *Phys. Lett.* **13**(1964) 168.

[22] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.* **19**(1967) 1264.

[23] M. Gell-Mann. *Phys. Lett.* **8**(1964) 214.

[24] G. Zweig. *CERN–Reports 8182 TH412* (1964) .

[25] D. Bailin, A. Love. *Introduction of Gauge Field Theory.* IOP Publishing, ISBN 0-85274-818-3, 1986.

[26] M. Seymour. Event2, url:http://suryall.cern.ch/users/seymour/nlo. 1996.

[27] Physics at LEP 1. *CERN Vol. 1* **89-08**(1989) .

[28] J. Ellis, D.V. Nanopoulos, D.A. Ross. *Phys Lett.* **B 305**(1993) 375.

[29] S. Catani, G. Turnock, B.R. Webber. Heavy jet mass distribution in e^+e^- annihilation. *Phys. Lett.* **B 272**(1991) 368.

[30] S. Catani, G. Turnock, B.R. Webber, L. Trentadue. Thrust distribution in e^+e^- annihilation. *Phys. Lett.* **B 263**(1991) 491.

[31] A. Wehr. Bestimmung der starken Kopplung α_s unter Berücksichtigung vollständig resummierter führender und nächstführender Logarithmen. *WUB–DIS* **94–02** (1994) .

[32] D. Wicke. Private Kommunikation, Promotion in Vorbereitung, 1998.

[33] G. Altarelli, G. Parisi. *Nucl. Phys.* **B 126**(1977) 298.

[34] B. Anderson et al. *Phys. Rep.* **97**(1983) 31.

[35] C. Peterson et al. *Phys. Rev.* **D 27**(1983) 105.

[36] D. Amati, G.G. Veneziano. *Phys. Lett.* **B 83**(1979) 87.

[37] G. Marchesini et al. *Comp. Phys. Comm.* **67**(1992) 465.

[38] R. Kleis, R. Pittau. *Comp. Phys. Comm.* **83**(1994) 141.

[39] D. Bardin et al. GENTLE/4fan. **Vol 2**(1996) 26. CERN–96/01.

[40] M. Skrypek et al. *CERN Preprint CERN–TH* **95–205**(1995) .

[41] M. Skrypek et al. *CERN Preprint CERN–TH* **95–246**(1995) .

[42] G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner. Physics at LEP 2. *CERN yellow book Vol. 2* **96–01**(1996) .

[43] R. Odorico. *Comp. Phys. Comm.* **72**(1992) 238.

[44] A. Reiter, O. Nachtmann. *Z. Phys.* **C 16**(1982) 45.

[45] Particle Data Group. Review of particle properties. *Phys. Rev.* **D 50**(1994) 1173.

[46] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics.* John Wiley, 1925.

[47] N. Kjaer, R. Möller. *DELPHI PYS 88* **91–17**(1991) .

[48] G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner. Physics at LEP 2. *CERN yellow book Vol. 1* **96–01**(1996) .

[49] M. Mulders. Priv. Kommunikation, 1997.

[50] D. Hilbert R. Courant. Methoden der Mathematischen Physik 1. *Springer Verlag Berlin* **3. Auflage**(1968) 199.

[51] J. Guy. Priv.Kommunikation, 1997.

[52] V. Blobel. Unfolding methods in high–energy physics experiments. *CERN School of computing* **85–09**(1984) 88.

[53] M. Weierstall. Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform– und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchenspektren. (1997) . WUB–DIS **95–11**.

[54] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano. *Nucl. Phys.* **B 178**(1981) 421.

[55] E. Fahri. *Phys. Rev. Lett.* **39**(1977) 49.

[56] Mark J Coll., D.P. Barber et al. *Phys. Lett.* **B 108**(1982) 63.

[57] S. Catani, G. Turnock, B.R. Webber. **6640/92**(1992) . CERN–TH.

[58] S.Catani, G.Turnock, B.R.Webber. *Phys. Lett.* **B 295**(1992) 269.

[59] R.L. Barlow. Statistics. A guide to the use of statistical methods in the physical sciences. 1988.

[60] N. Brown, W.J. Stirling. *Phys. Lett.* **B 252**(1990) 657.

[61] S. Bethke et al. *Nucl. Phys.* **B 370**(1992) 310.

[62] W. Bartel et al JADE Coll. *Z. Phys.* **C 33**(1986) .

[63] S. Catani, M. Seymour. *Nucl. Phys.* **B 485**(1997) 291.

[64] O. Passon. Bestimmung inklusiver Verteilungen bei LEP1.5 und LEP2. *WUB–D* **167/97** (1997) .

[65] C.P. Fong, B.R. Webber. Higher order corrections to hadron energy distributions in jets. *Phys. Lett.* **B 229**(1989) 289.

[66] Y.I. Azimov, Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan. *Z. Phys.* **C27**(1985) 65.

[67] Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan. Phenomenology of the particle spectra in QCD jets in a modified leading logarithmic approximation. *Z. Phys.* **C 55**(1992) 107.

[68] C. Basham et al. *Phys. Rev. Lett.* **41**(1978) 1585.

[69] H. Masuda Y. Ohnishi. *SLAC Pub.* **6560**(1994) .

[70] J. Drees, S. Hahn. Angular dependence of IR- and colinear-safe shape observables and a precise determination of α_s. DELPHI 97-67 CONF 54, contributed to the EPS HEP conference in Jerusalem, 1997.

[71] M. Glück, E. Reya, A. Voigt. *Phys. Rev.* **D 46**(1992) 1973.

[72] M. Glück, E. Reya, A. Voigt. *Z. Phys.* **C 67**(1995) 433.

[73] G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner. Physics at LEP 2. CERN 96-01 Vol. 2, 1996.

[74] P. Nason. Priv. Kommunikation, 1998.

Anhang A

Datenverteilungen

A.1 Ereignisformvariablen

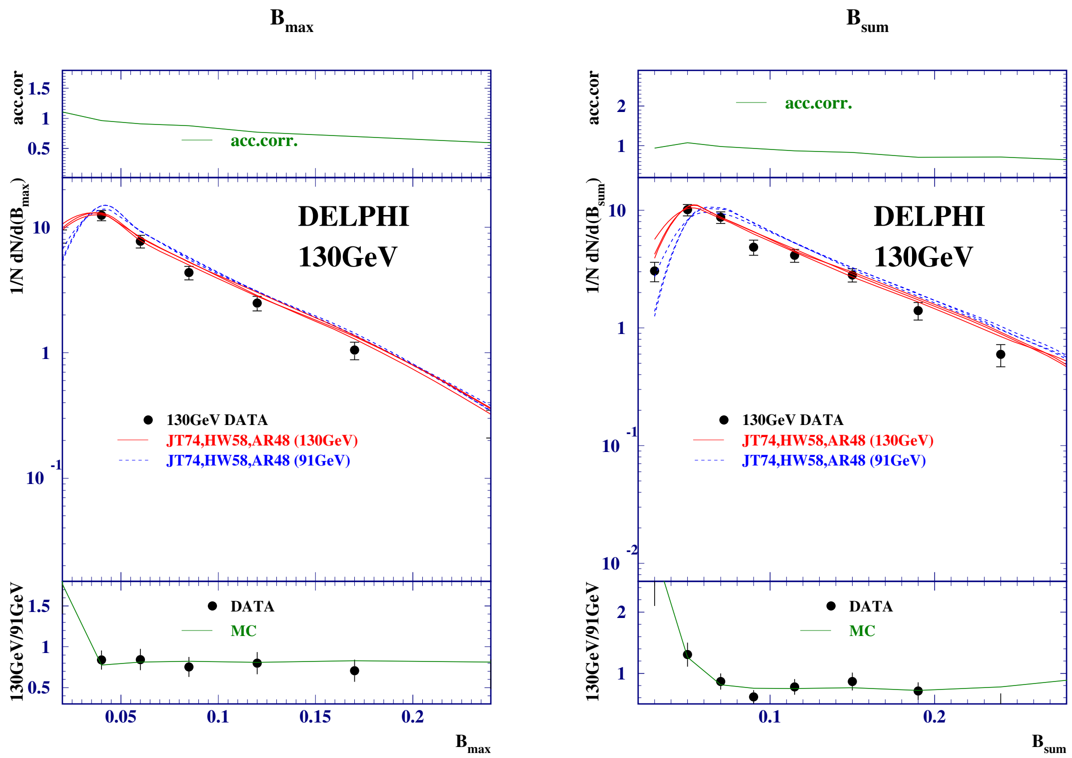


Abbildung A.1: Ereignisformgrößen bei **130 GeV**

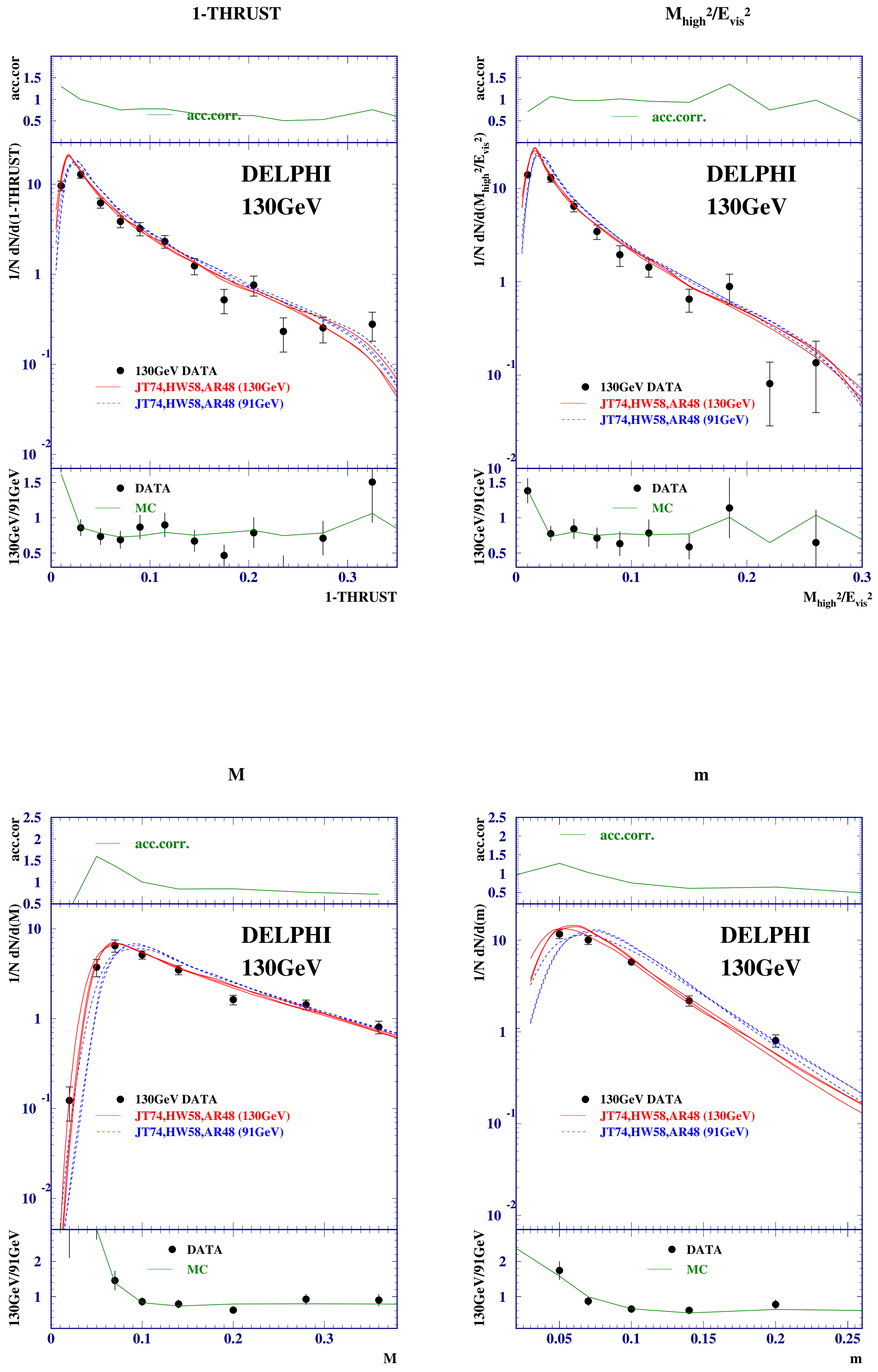


Abbildung A.2: Ereignisformgrößen bei **130 GeV**

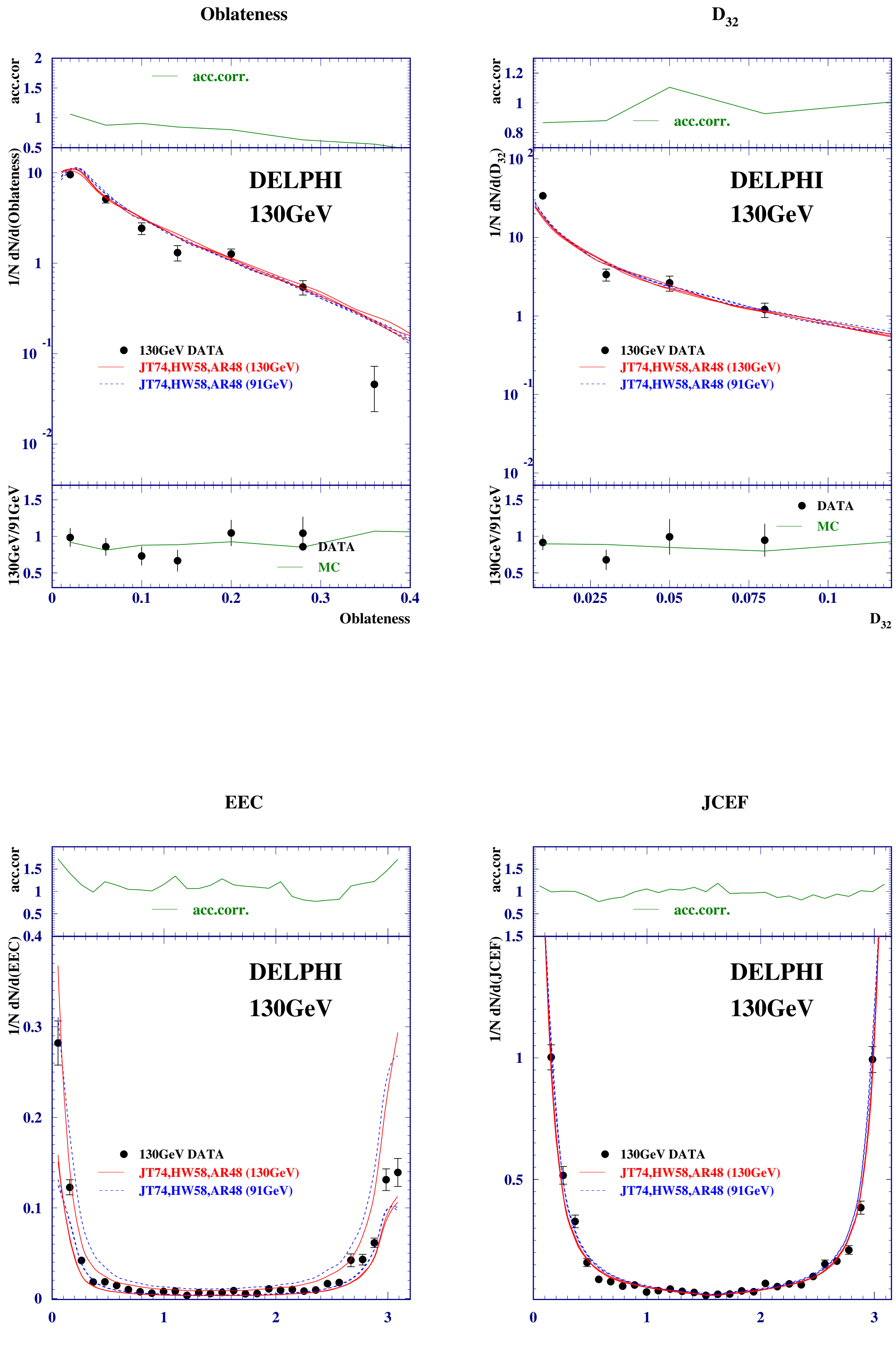


Abbildung A.3: Ereignisformgrößen bei **130 GeV**

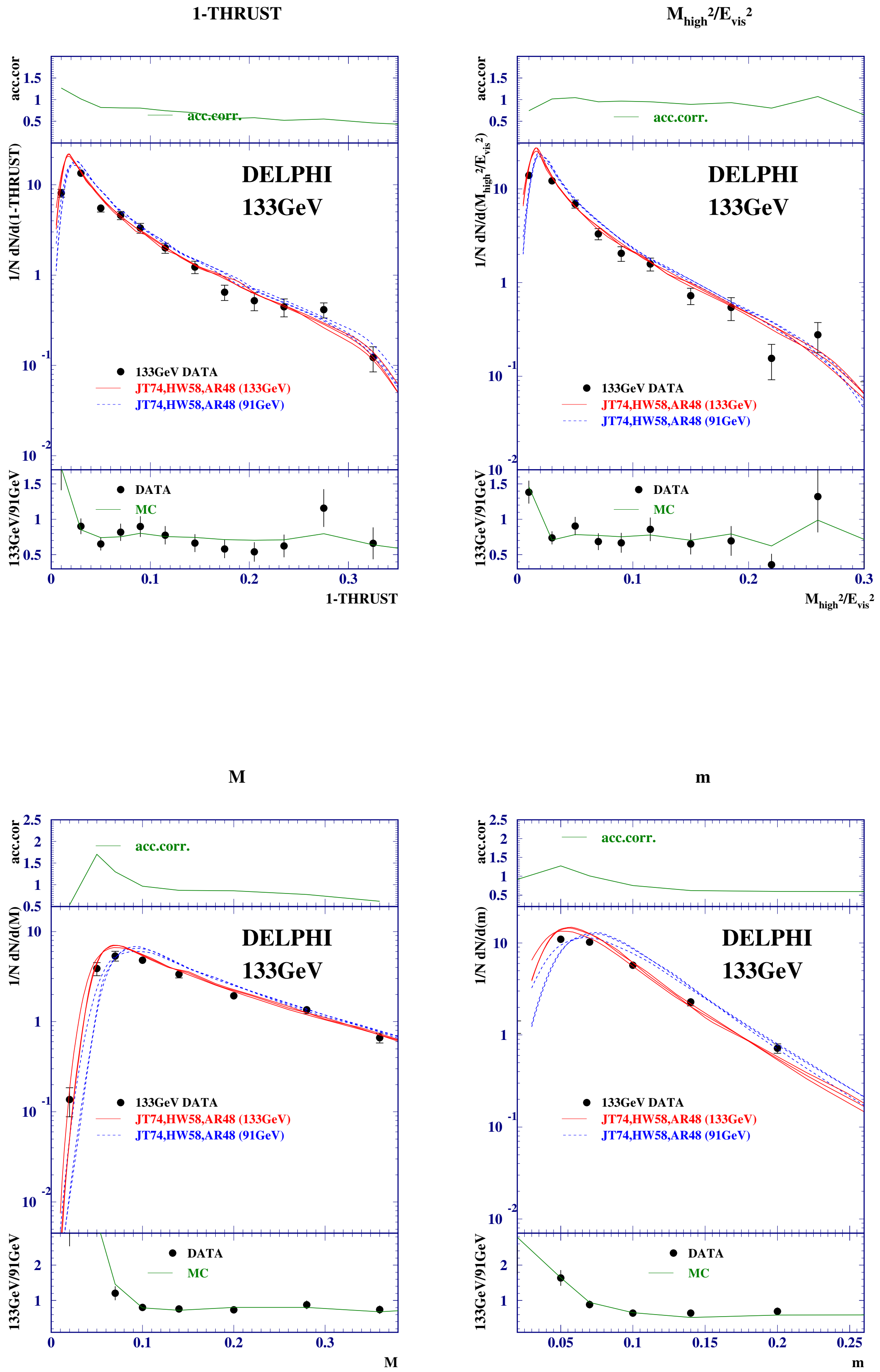


Abbildung A.4: Ereignisformgrößen bei **133 GeV**

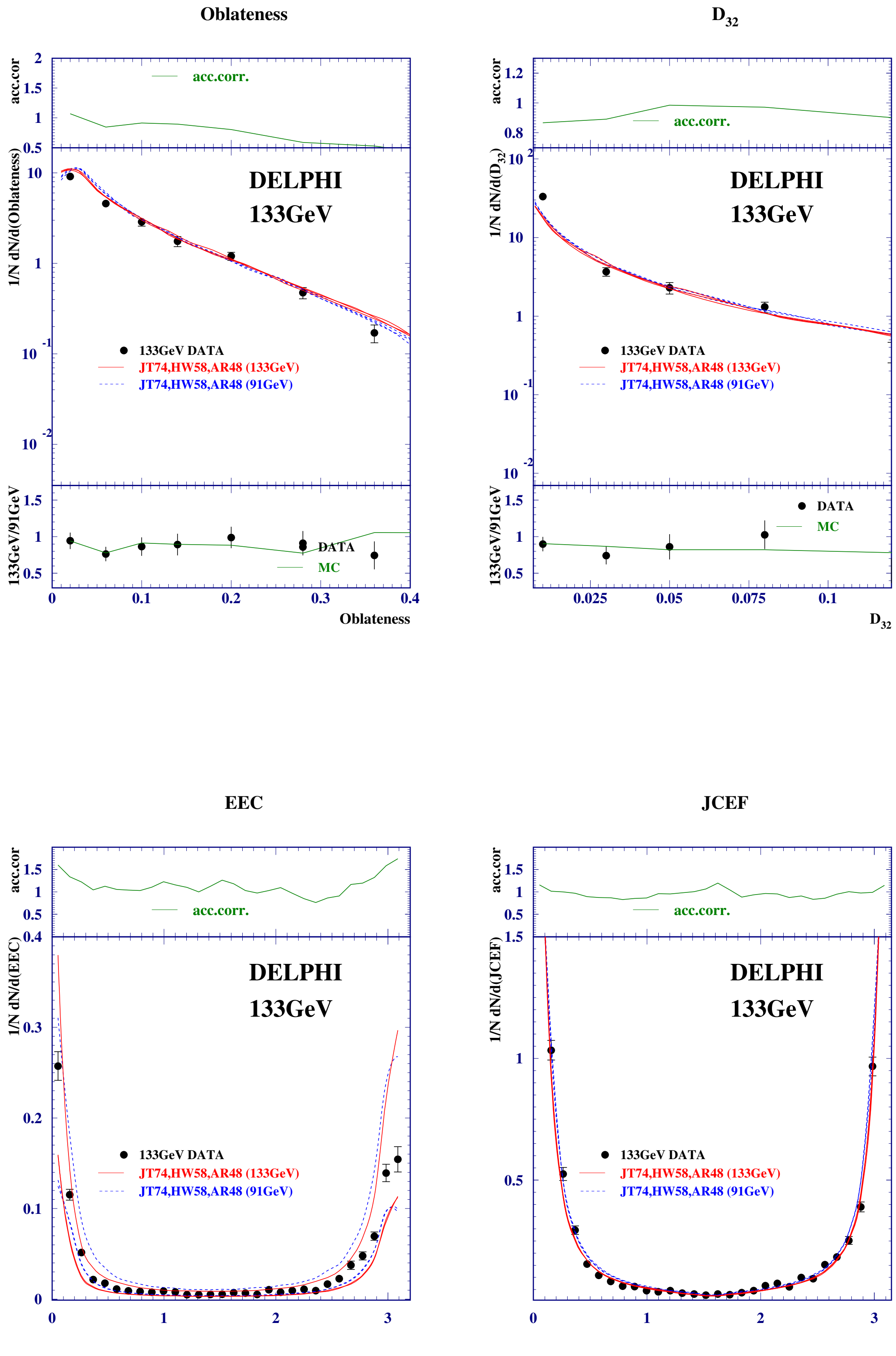


Abbildung A.5: Ereignisformgrößen bei **133 GeV**

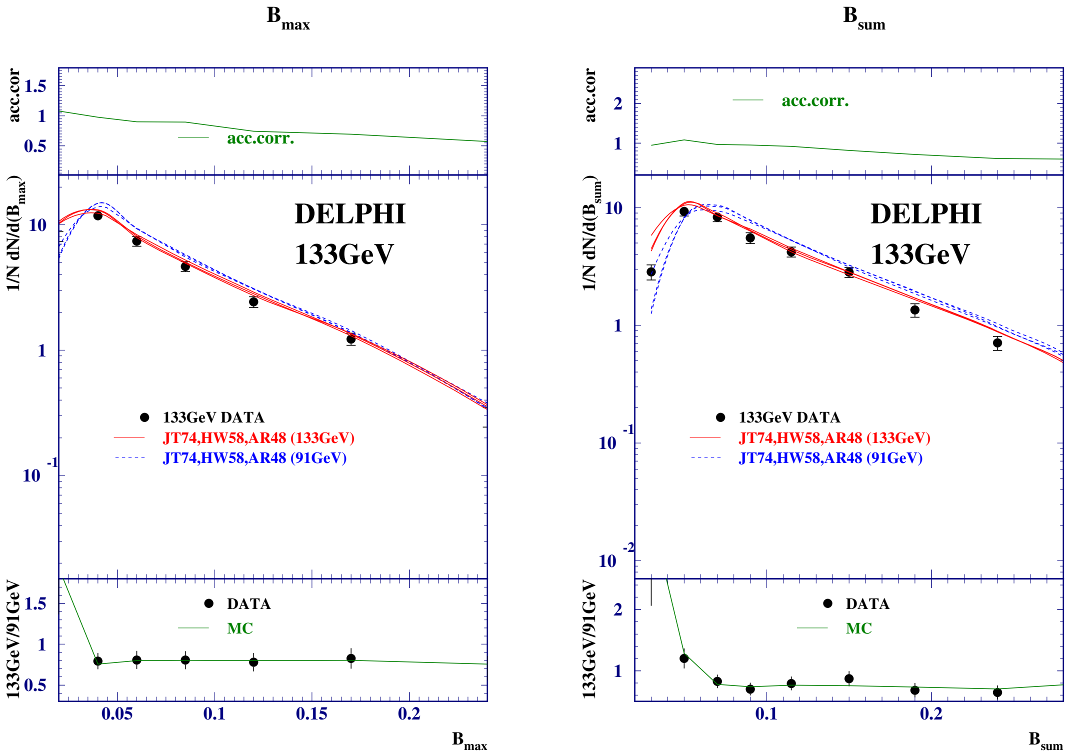


Abbildung A.6: Ereignisformgrößen bei **133 GeV**

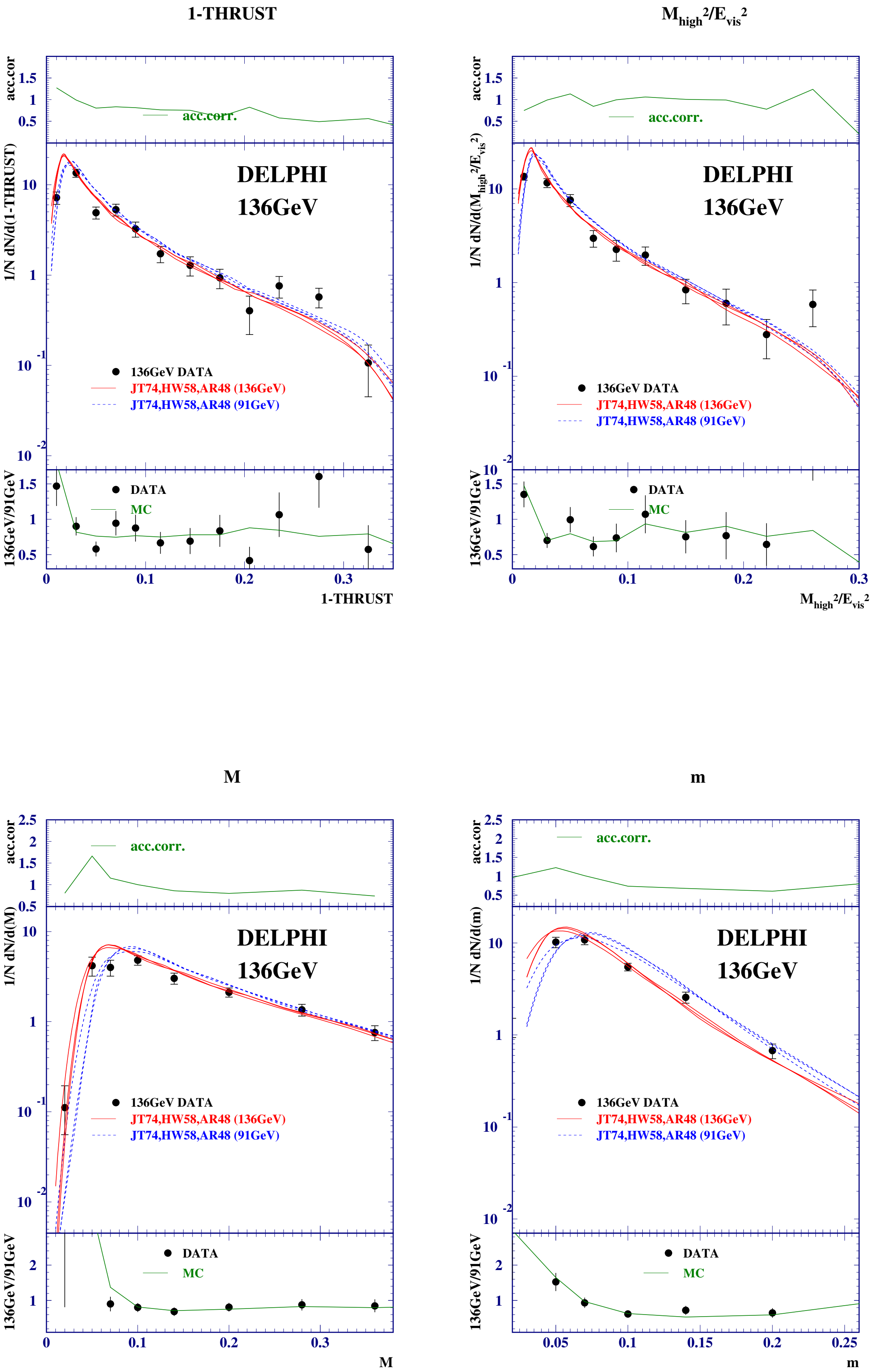


Abbildung A.7: Ereignisformgrößen bei **136 GeV**

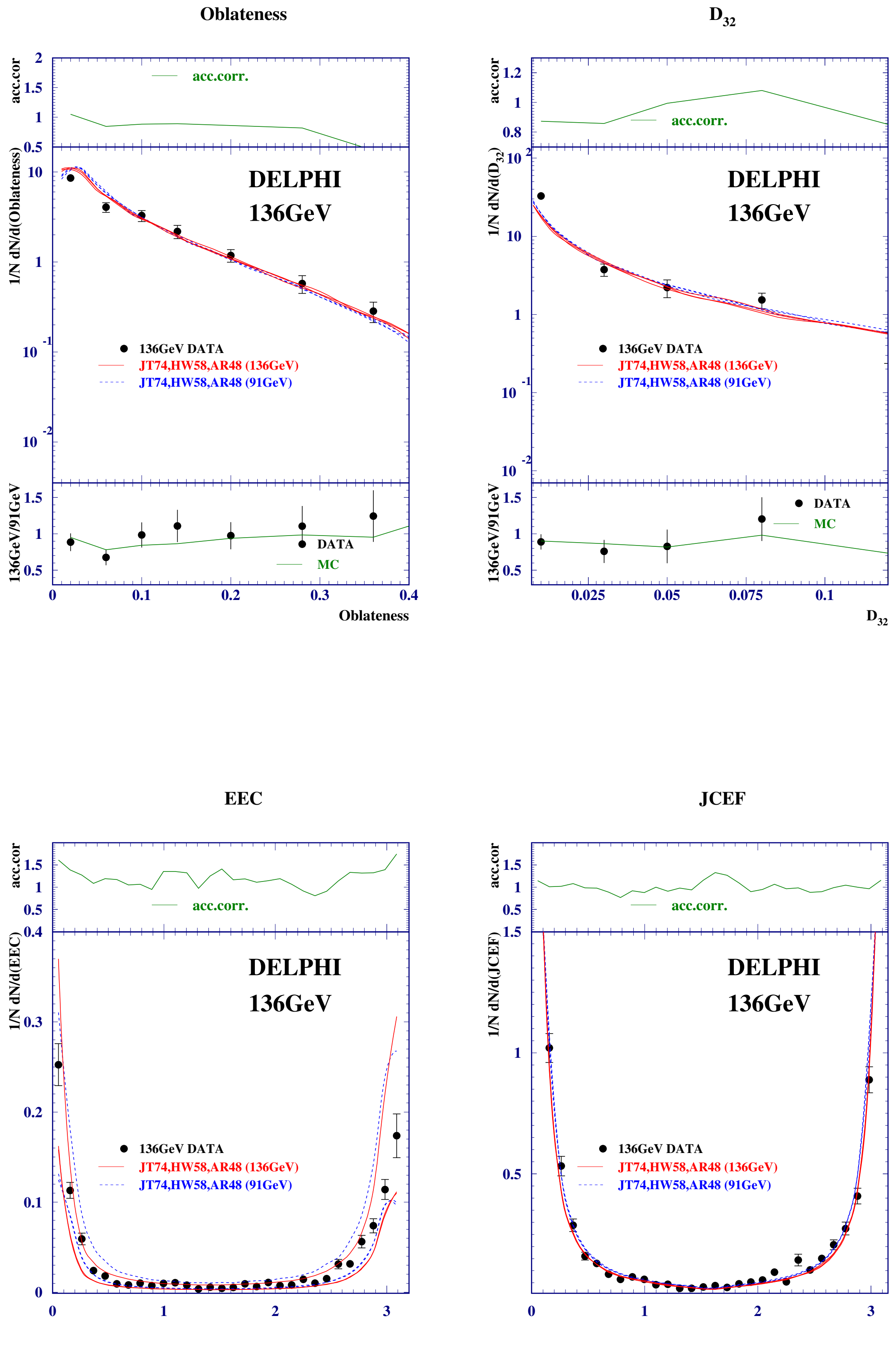


Abbildung A.8: Ereignisformgrößen bei **136 GeV**

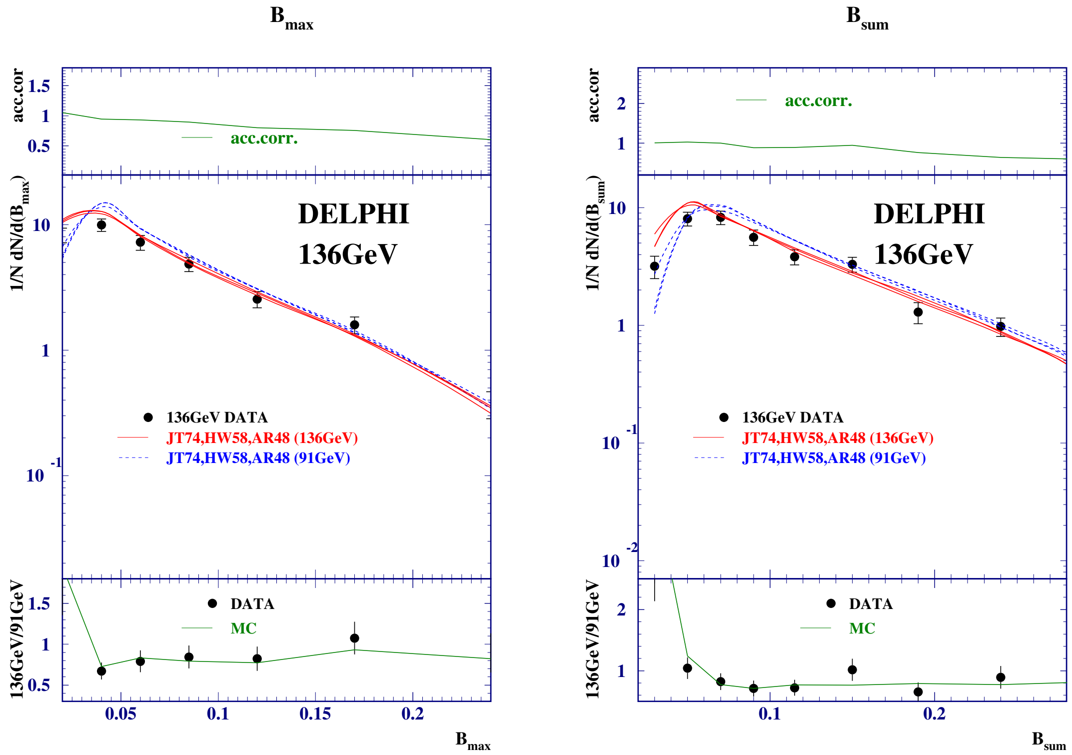


Abbildung A.9: Ereignisformgrößen bei **136 GeV**

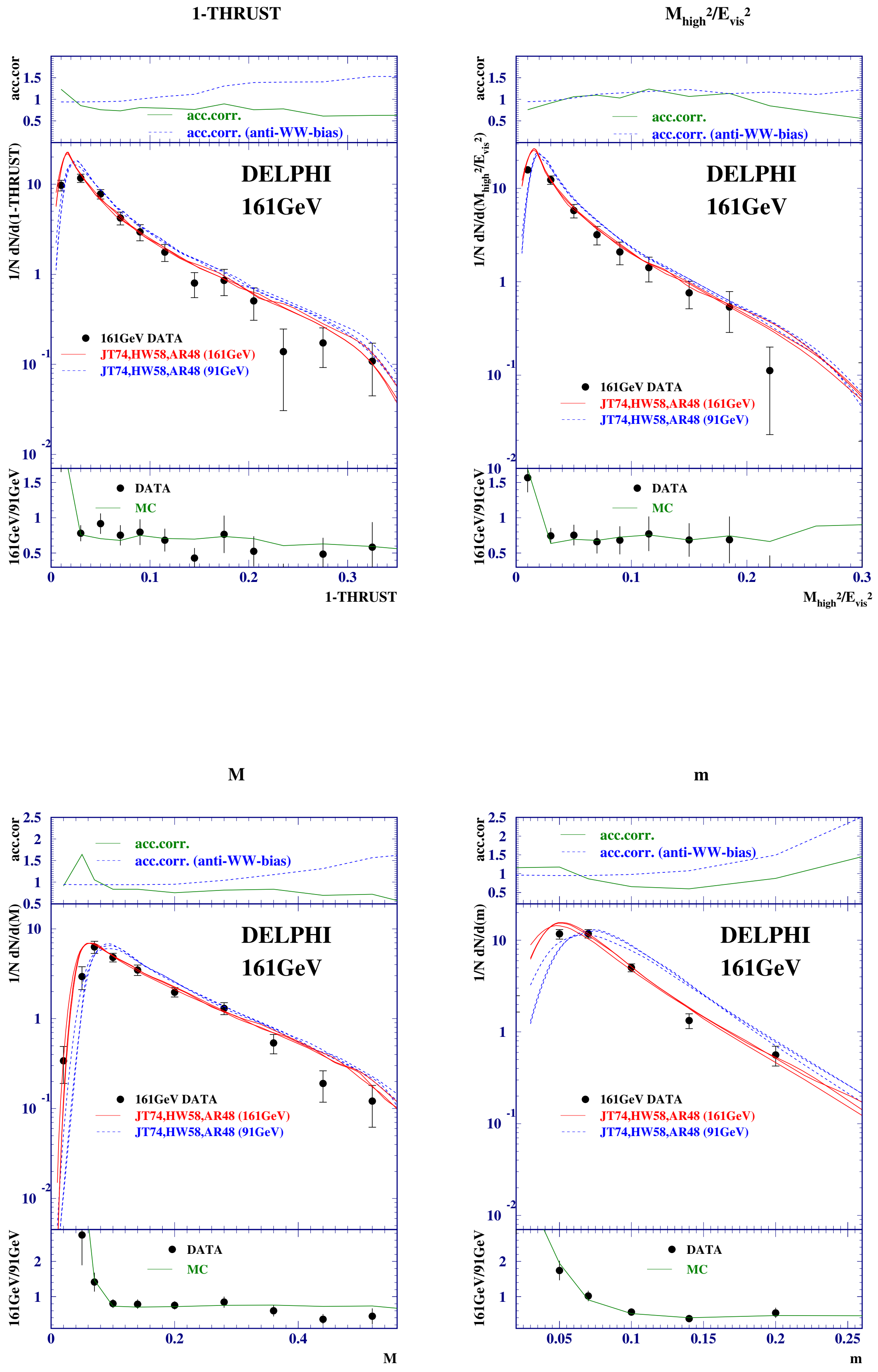


Abbildung A.10: Ereignisformgrößen bei **161 GeV**

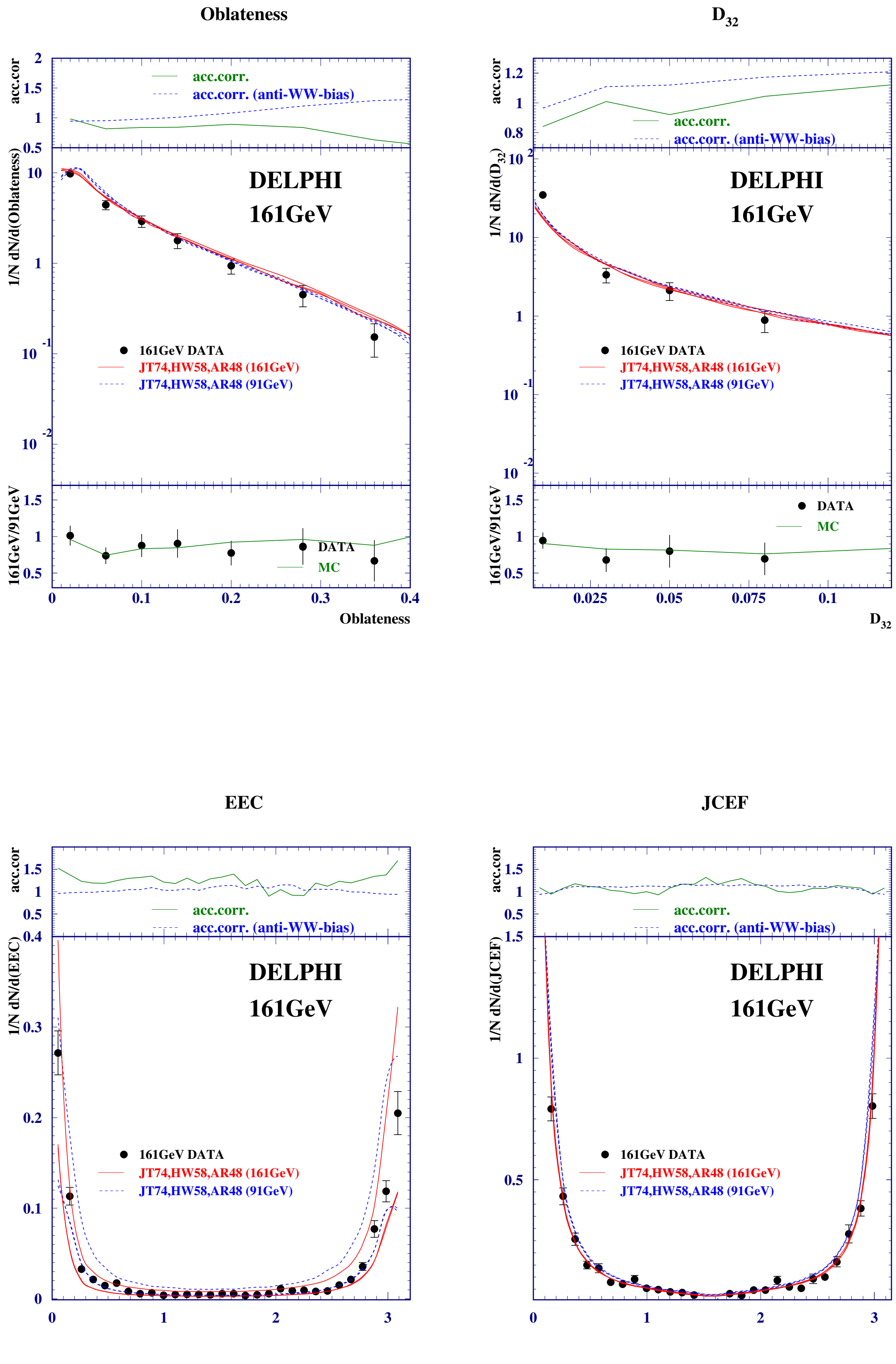


Abbildung A.11: Ereignisformgrößen bei **161 GeV**

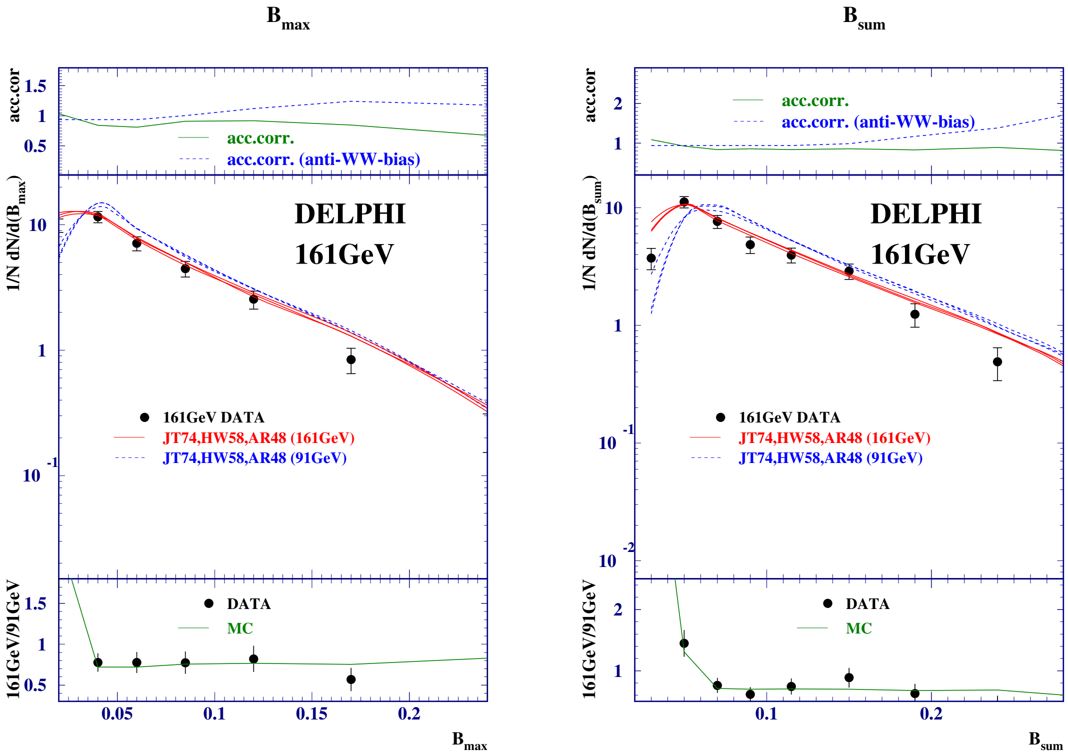


Abbildung A.12: Ereignisformgrößen bei **161 GeV**

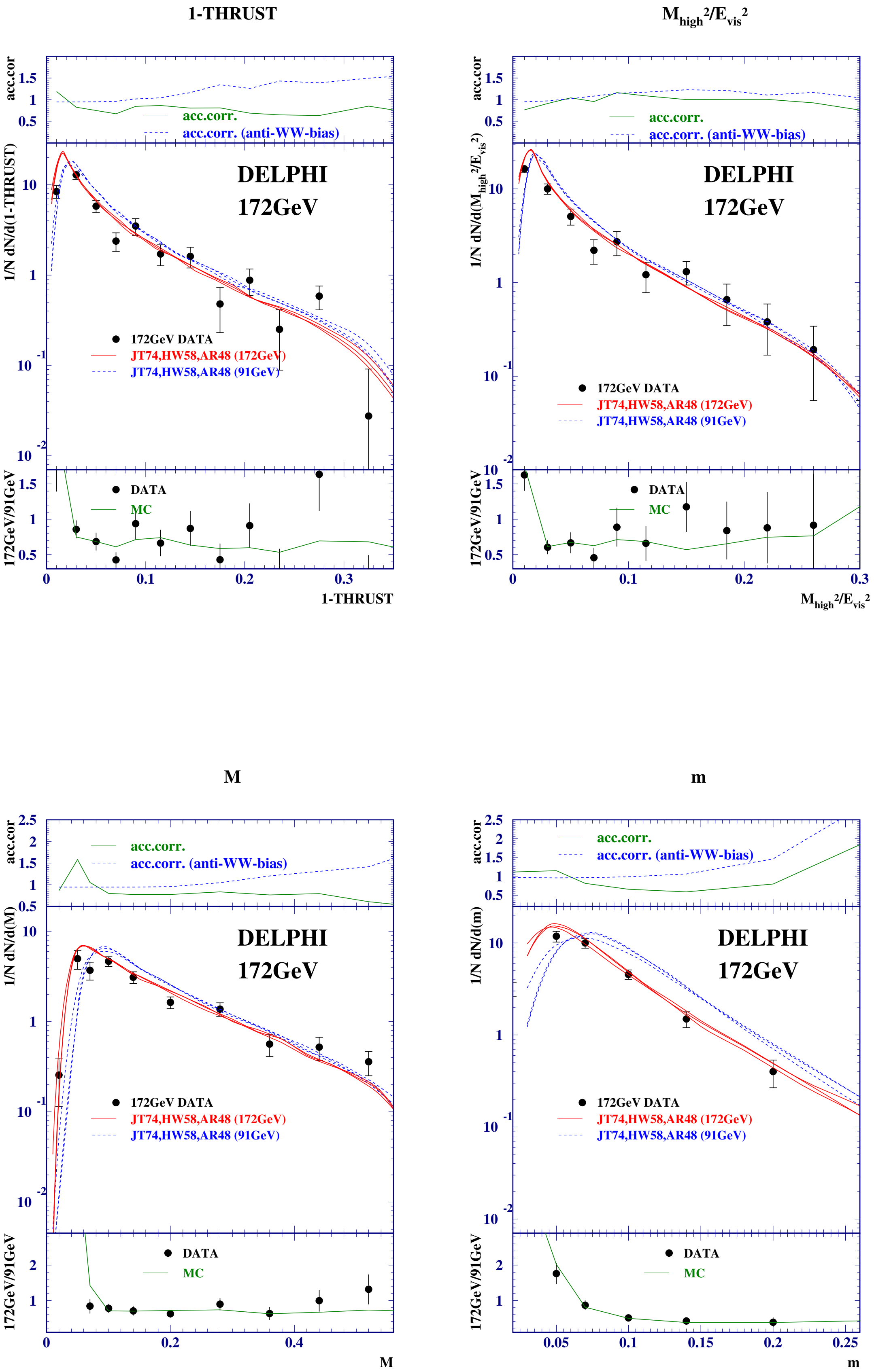


Abbildung A.13: Ereignisformgrößen bei **172 GeV**

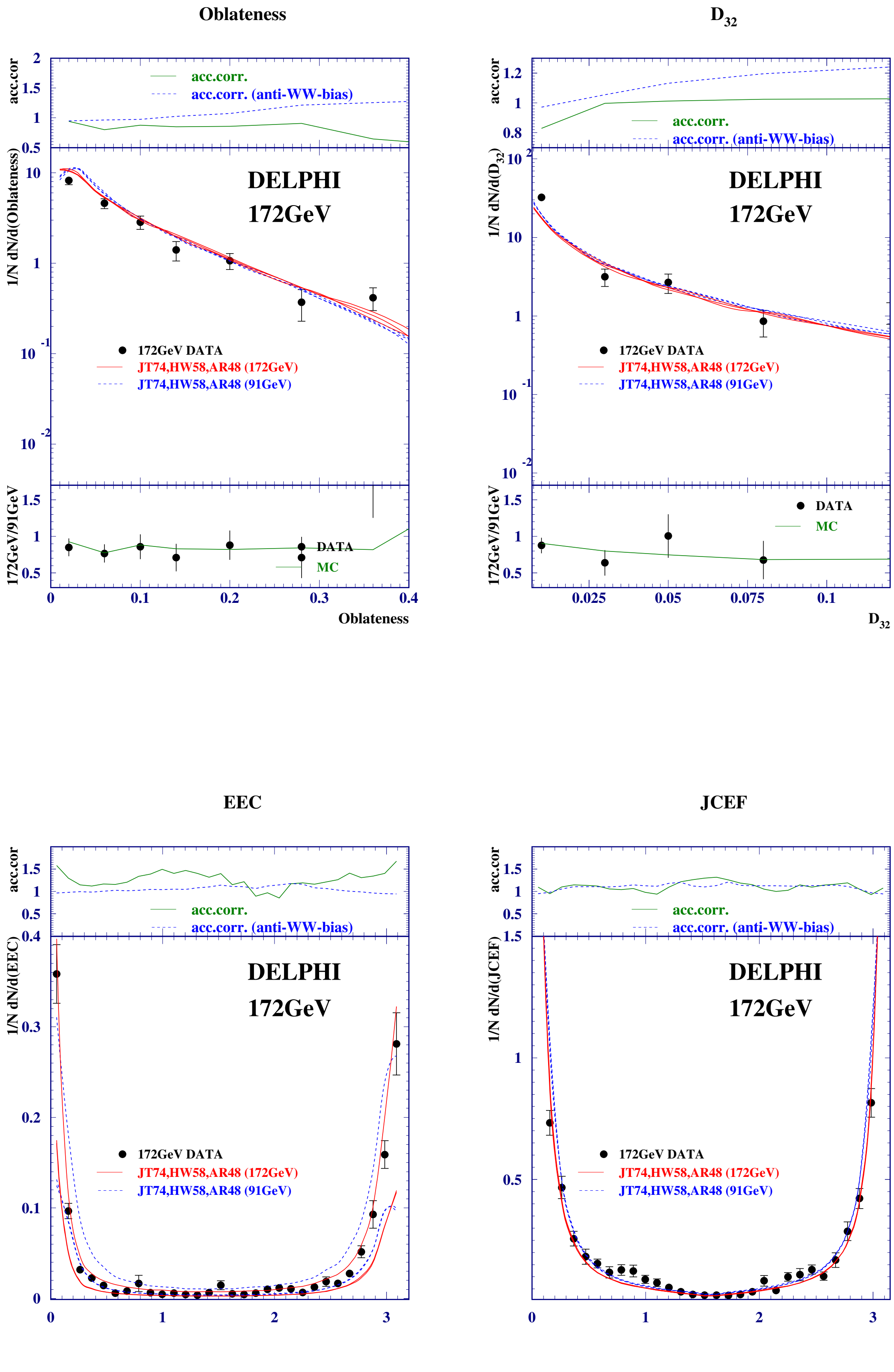


Abbildung A.14: Ereignisformgrößen bei **172 GeV**

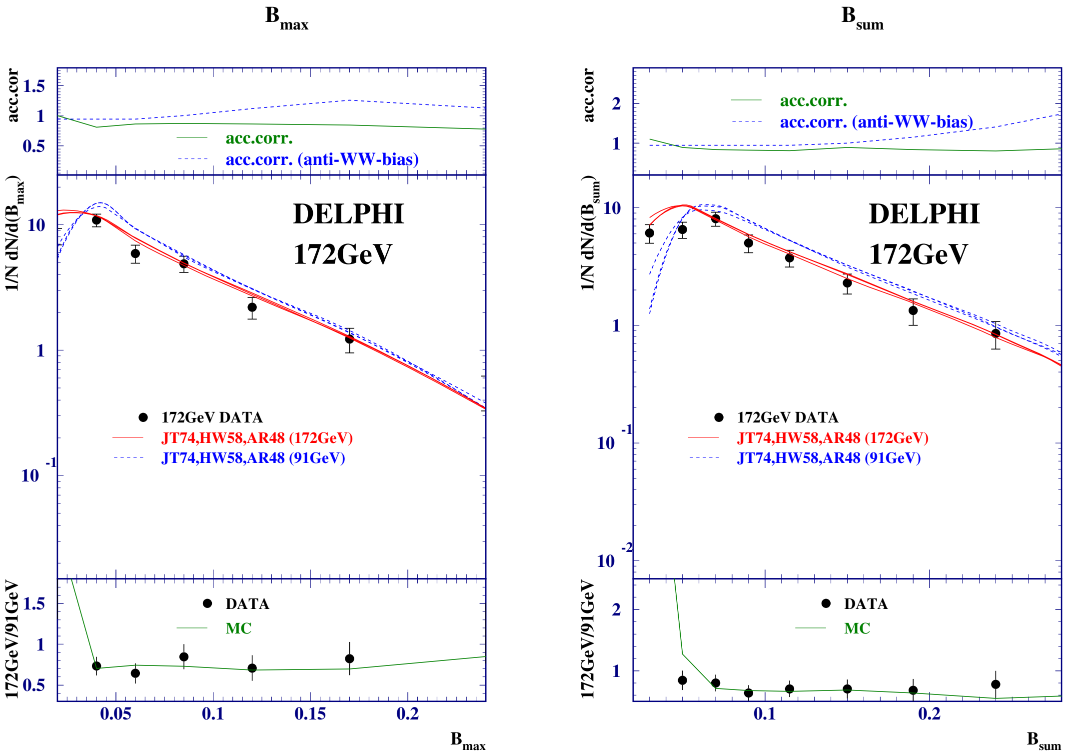


Abbildung A.15: Ereignisformgrößen bei **172 GeV**

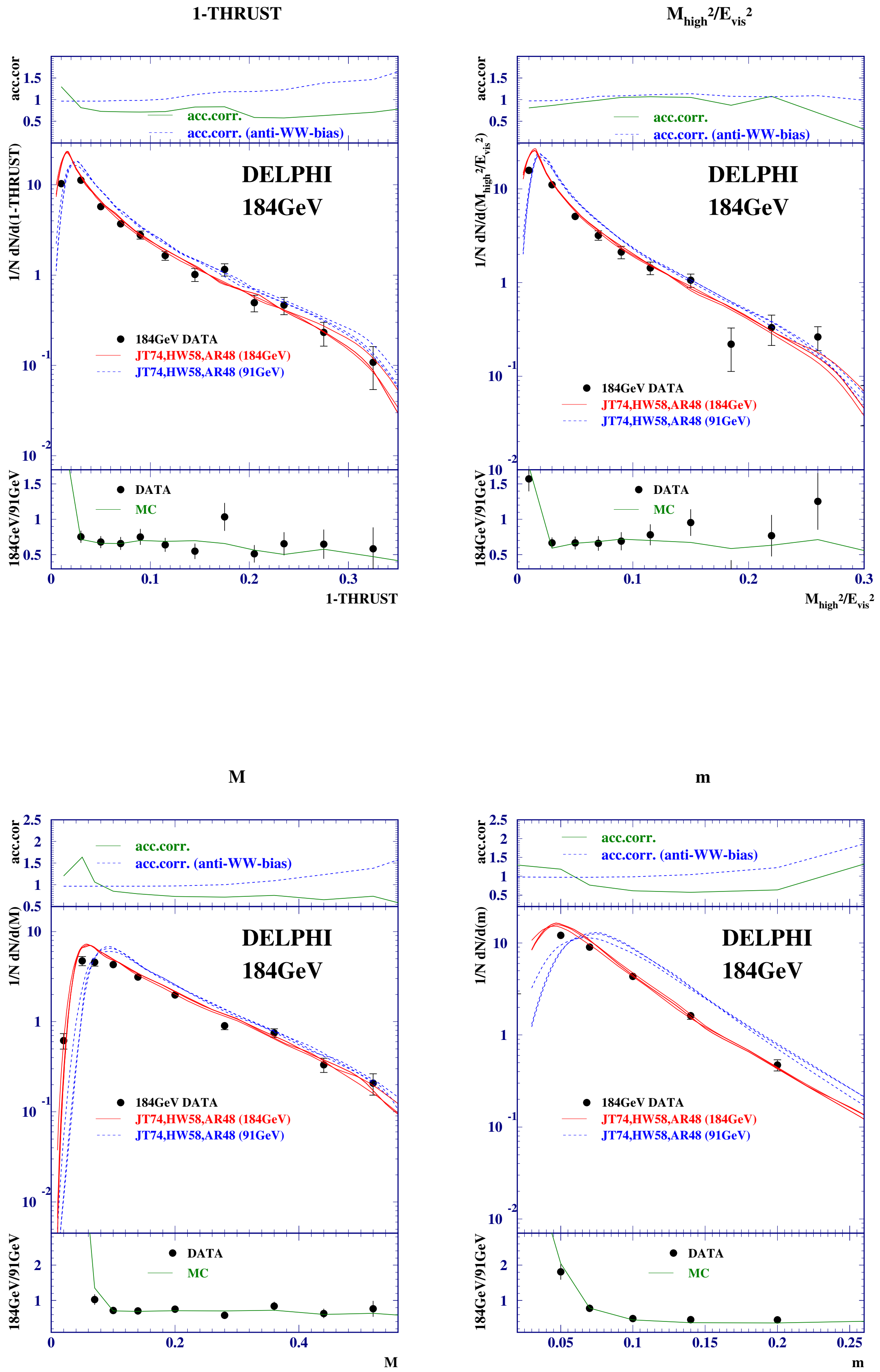


Abbildung A.16: Ereignisformgrößen bei **184 GeV**

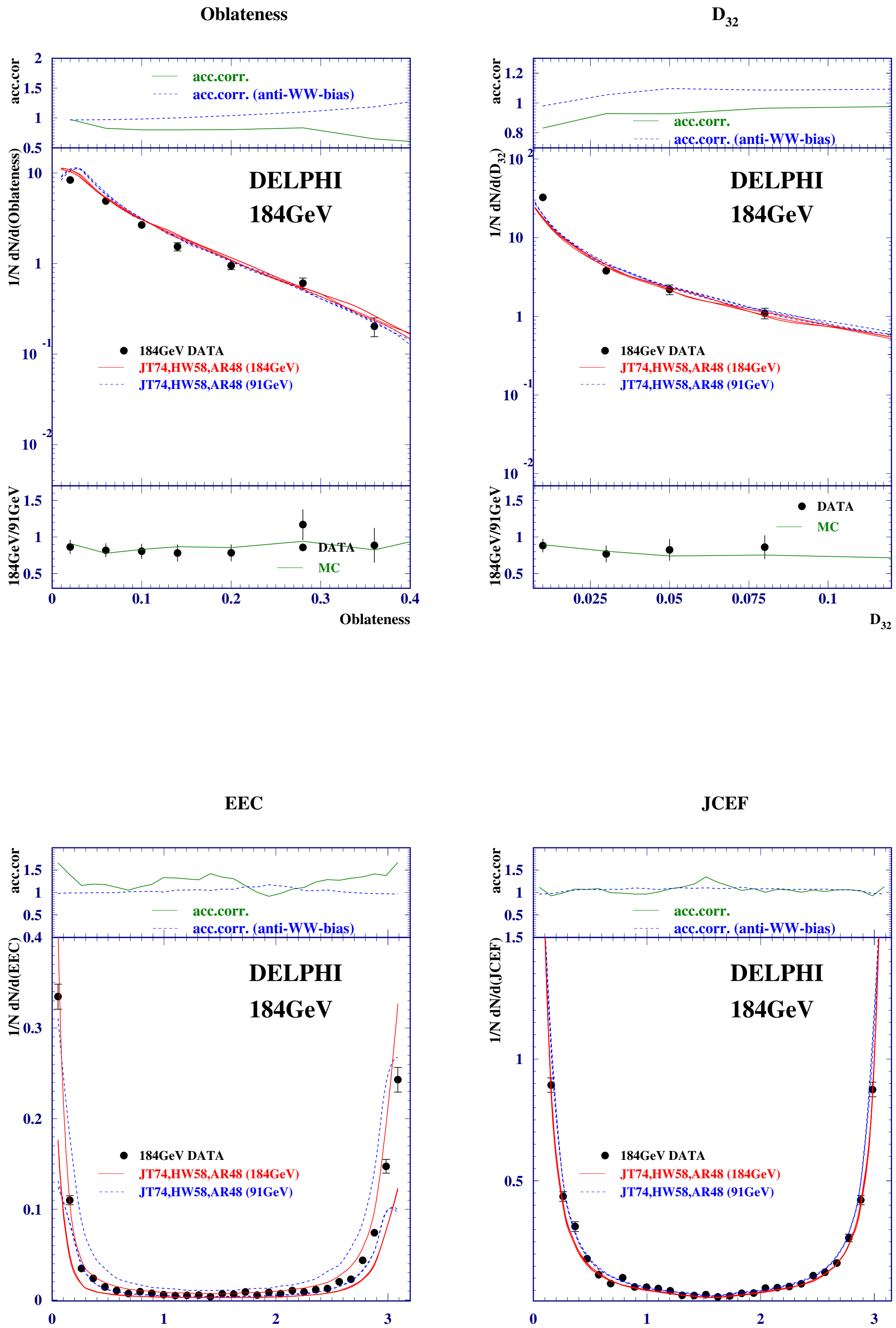


Abbildung A.17: Ereignisformgrößen bei **184 GeV**

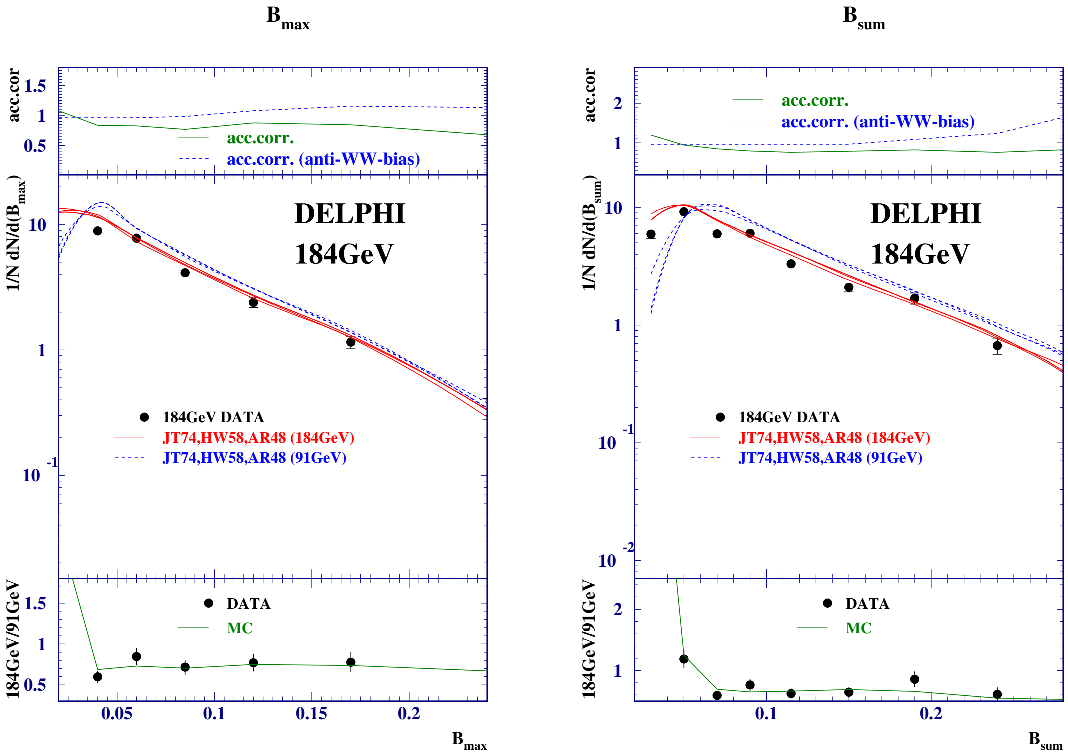


Abbildung A.18: Ereignisformgrößen bei **184 GeV**

A.2 Jetraten

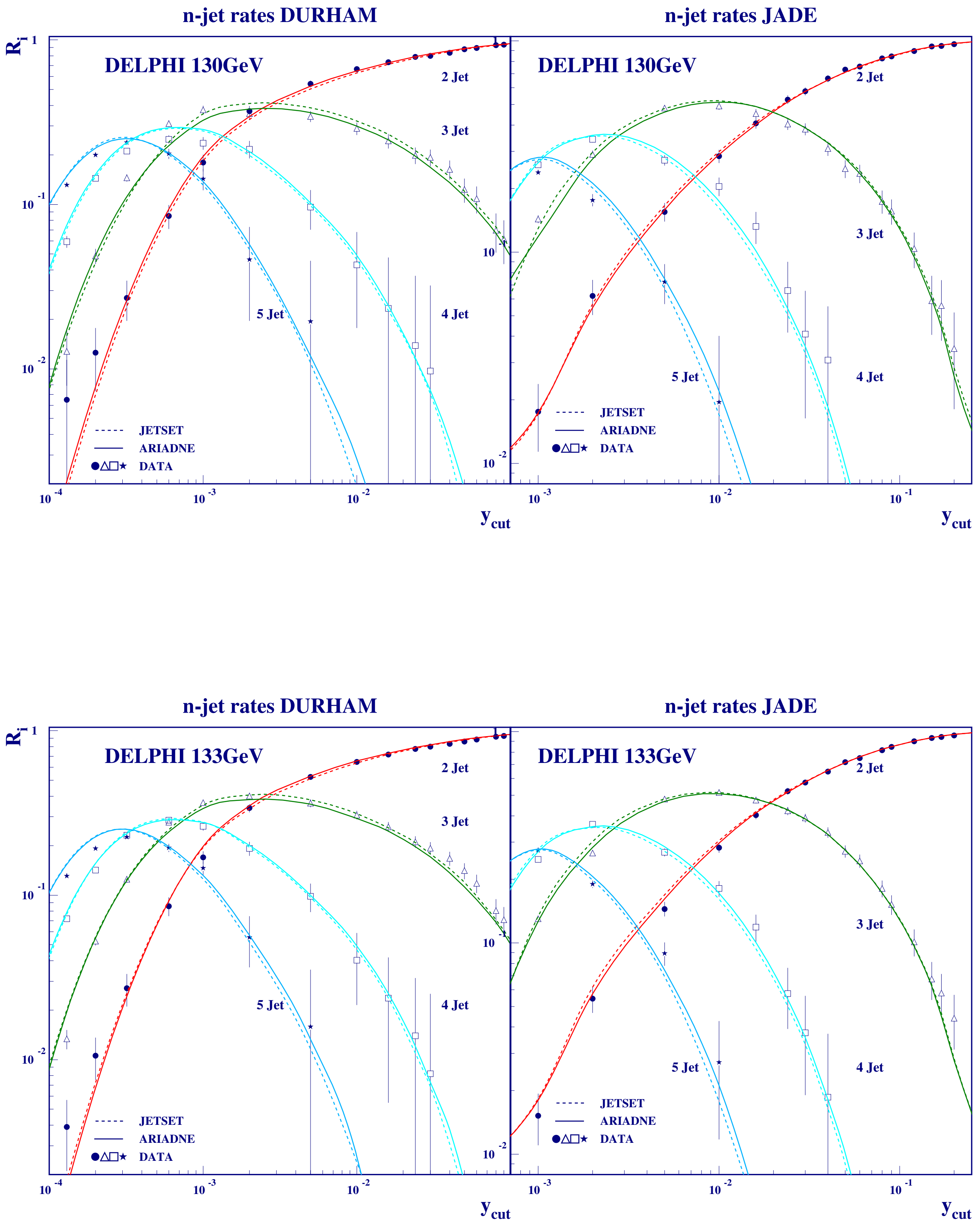


Abbildung A.19: Jetraten als Funktion von y_{cut}

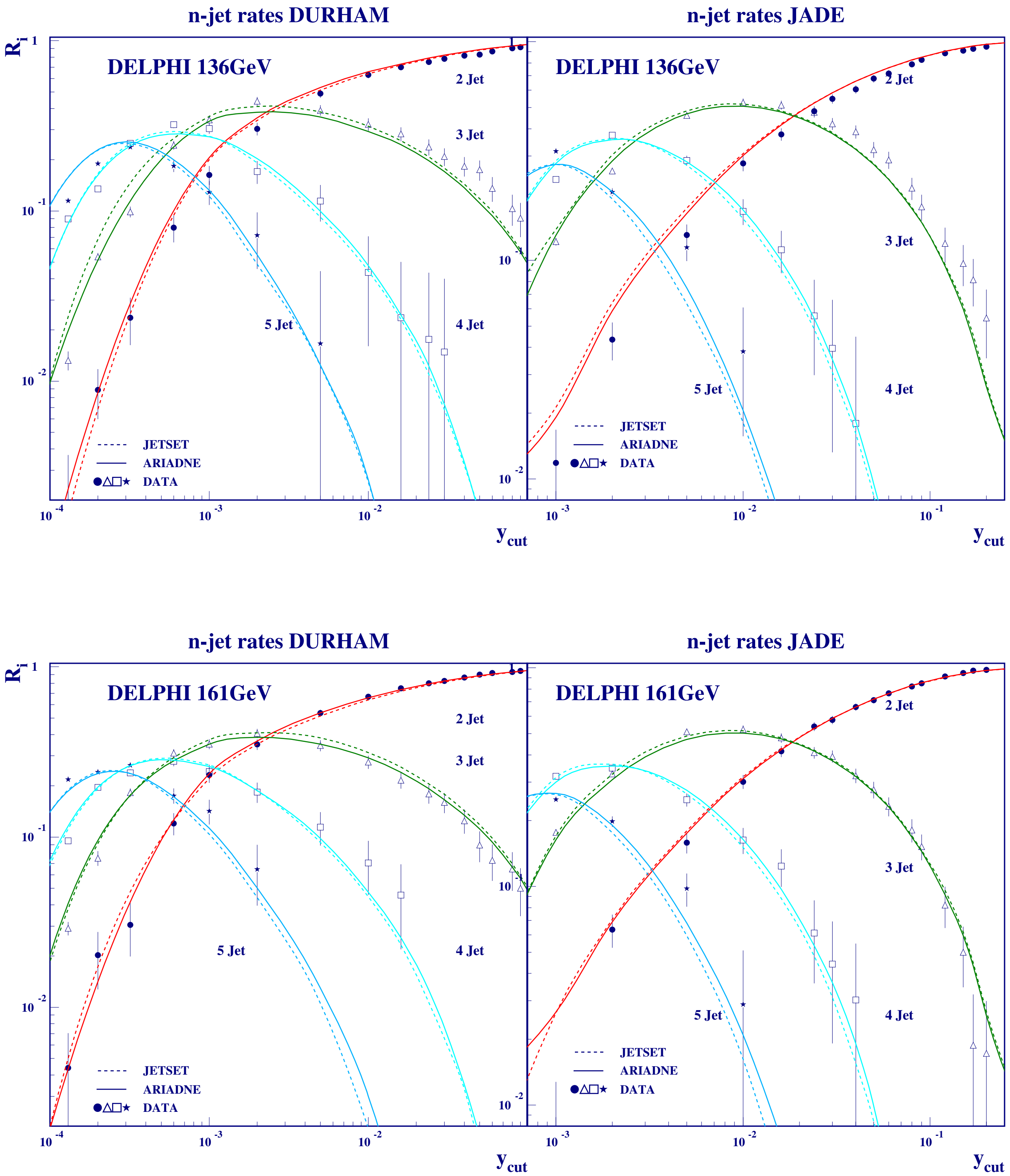


Abbildung A.20: Jetraten als Funktion von y_{cut}

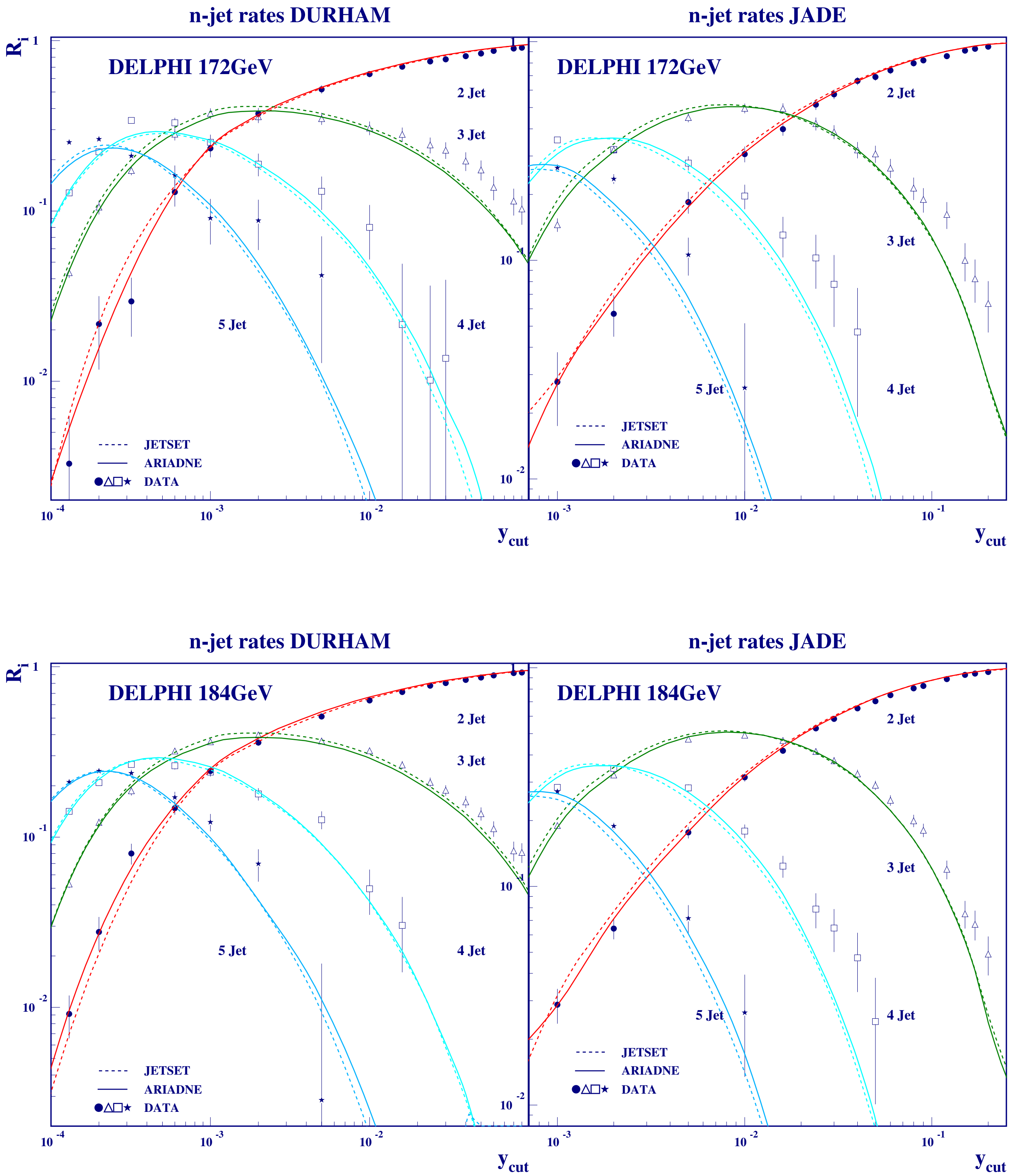


Abbildung A.21: Jetraten als Funktion von y_{cut}

Anhang B

Datentabellen

THRUST	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	9.61 ± 1.2 ± 1.4	7.19 ± 1.1 ± 1.3
0.02 - 0.04	12.84 ± 1.2 ± 1.4	13.47 ± 1.4 ± 1.2
0.04 - 0.06	6.21 ± 0.8 ± 1.2	4.91 ± 0.7 ± 1.0
0.06 - 0.08	3.86 ± 0.6 ± 0.8	5.29 ± 0.8 ± 0.6
0.08 - 0.10	3.21 ± 0.5 ± 0.5	3.24 ± 0.6 ± 0.3
0.10 - 0.13	2.32 ± 0.4 ± 0.3	1.72 ± 0.4 ± 0.2
0.13 - 0.16	1.24 ± 0.3 ± 0.2	1.28 ± 0.3 ± 0.2
0.16 - 0.19	0.52 ± 0.2 ± 0.1	0.93 ± 0.2 ± 0.2
0.19 - 0.22	0.76 ± 0.2 ± 0.1	0.40 ± 0.2 ± 0.2
0.22 - 0.25	0.23 ± 0.1 ± 0.1	0.76 ± 0.2 ± 0.2
0.25 - 0.30	0.25 ± 0.1 ± 0.1	0.57 ± 0.1 ± 0.2
0.30 - 0.35	0.28 ± 0.1 ± 0.0	0.11 ± 0.1 ± 0.0
0.35 - 0.50	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.0

THRUST	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	9.74 ± 1.3 ± 0.9	8.42 ± 1.3 ± 0.7	10.30 ± 0.7 ± 1.8
0.02 - 0.04	11.68 ± 1.2 ± 0.2	12.82 ± 1.4 ± 0.7	11.25 ± 0.6 ± 0.4
0.04 - 0.06	7.76 ± 0.9 ± 0.5	5.80 ± 0.9 ± 0.6	5.74 ± 0.4 ± 0.7
0.06 - 0.08	4.21 ± 0.7 ± 0.3	2.38 ± 0.6 ± 0.4	3.69 ± 0.3 ± 0.3
0.08 - 0.10	2.95 ± 0.6 ± 0.4	3.48 ± 0.7 ± 0.3	2.78 ± 0.3 ± 0.3
0.10 - 0.13	1.76 ± 0.4 ± 0.3	1.72 ± 0.4 ± 0.3	1.65 ± 0.2 ± 0.1
0.13 - 0.16	0.80 ± 0.2 ± 0.1	1.61 ± 0.4 ± 0.2	1.02 ± 0.2 ± 0.2
0.16 - 0.19	0.86 ± 0.3 ± 0.3	0.48 ± 0.2 ± 0.2	1.15 ± 0.2 ± 0.2
0.19 - 0.22	0.51 ± 0.2 ± 0.1	0.88 ± 0.3 ± 0.1	0.50 ± 0.1 ± 0.1
0.22 - 0.25	0.14 ± 0.1 ± 0.0	0.25 ± 0.2 ± 0.1	0.47 ± 0.1 ± 0.0
0.25 - 0.30	0.17 ± 0.1 ± 0.0	0.58 ± 0.2 ± 0.0	0.23 ± 0.1 ± 0.0
0.30 - 0.35	0.11 ± 0.1 ± 0.0	0.03 ± 0.1 ± 0.0	0.11 ± 0.1 ± 0.0
0.35 - 0.50	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.01 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0

Tabelle B.1: THRUST Datenverteilung

MHIGH	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	13.94 ± 1.1 ± 2.5	13.62 ± 1.2 ± 2.6
0.02 - 0.04	12.86 ± 1.3 ± 0.8	11.62 ± 1.3 ± 0.9
0.04 - 0.06	6.45 ± 0.8 ± 1.3	7.61 ± 1.1 ± 1.8
0.06 - 0.08	3.45 ± 0.6 ± 0.8	2.98 ± 0.6 ± 0.4
0.08 - 0.10	1.94 ± 0.5 ± 1.6	2.26 ± 0.6 ± 0.7
0.10 - 0.13	1.44 ± 0.3 ± 0.9	1.96 ± 0.4 ± 0.7
0.13 - 0.17	0.65 ± 0.2 ± 0.4	0.84 ± 0.2 ± 0.1
0.17 - 0.20	0.89 ± 0.3 ± 0.8	0.60 ± 0.2 ± 0.4
0.20 - 0.24	0.08 ± 0.1 ± 0.1	0.28 ± 0.1 ± 0.1
0.24 - 0.28	0.14 ± 0.1 ± 0.2	0.58 ± 0.2 ± 0.5
0.28 - 0.32	0.06 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.32 - 0.36	0.02 ± 0.0 ± 0.1	0.03 ± 0.0 ± 0.1
0.36 - 0.40	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1

MHIGH	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	15.80 ± 1.3 ± 0.9	16.39 ± 1.5 ± 1.1	15.82 ± 0.7 ± 1.2
0.02 - 0.04	12.34 ± 1.3 ± 1.1	10.02 ± 1.3 ± 0.9	11.06 ± 0.6 ± 0.6
0.04 - 0.06	5.77 ± 1.0 ± 0.8	5.10 ± 1.0 ± 0.8	5.09 ± 0.4 ± 0.7
0.06 - 0.08	3.20 ± 0.7 ± 1.0	2.22 ± 0.6 ± 1.1	3.19 ± 0.4 ± 0.7
0.08 - 0.10	2.09 ± 0.6 ± 0.2	2.72 ± 0.8 ± 0.5	2.12 ± 0.3 ± 0.6
0.10 - 0.13	1.42 ± 0.4 ± 0.2	1.21 ± 0.4 ± 0.4	1.43 ± 0.2 ± 0.3
0.13 - 0.17	0.76 ± 0.2 ± 0.3	1.31 ± 0.4 ± 0.2	1.06 ± 0.2 ± 0.2
0.17 - 0.20	0.54 ± 0.3 ± 0.1	0.66 ± 0.3 ± 0.4	0.22 ± 0.1 ± 0.2
0.20 - 0.24	0.11 ± 0.1 ± 0.0	0.38 ± 0.2 ± 0.1	0.33 ± 0.1 ± 0.2
0.24 - 0.28	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.19 ± 0.2 ± 0.1	0.26 ± 0.1 ± 0.1
0.28 - 0.32	0.08 ± 0.1 ± 0.1	0.11 ± 0.1 ± 0.1	0.05 ± 0.0 ± 0.1
0.32 - 0.36	0.02 ± 0.0 ± 0.1	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.36 - 0.40	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.2: MHIGH Datenverteilung

BMAX	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.01	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.01 - 0.03	8.51 ± 1.0 ± 1.5	8.30 ± 1.1 ± 3.0
0.03 - 0.05	12.46 ± 1.2 ± 1.4	9.99 ± 1.2 ± 0.6
0.05 - 0.07	7.73 ± 0.9 ± 0.7	7.25 ± 1.0 ± 1.0
0.07 - 0.10	4.35 ± 0.5 ± 0.3	4.87 ± 0.6 ± 0.4
0.10 - 0.14	2.48 ± 0.3 ± 0.2	2.55 ± 0.4 ± 0.2
0.14 - 0.20	1.05 ± 0.2 ± 0.3	1.60 ± 0.2 ± 0.4
0.20 - 0.28	0.28 ± 0.1 ± 0.2	0.37 ± 0.1 ± 0.2

BMAX	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.01	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.03 ± 0.0 ± 0.1
0.01 - 0.03	9.88 ± 1.2 ± 0.6	8.13 ± 1.2 ± 1.1	10.34 ± 0.7 ± 1.1
0.03 - 0.05	11.57 ± 1.2 ± 0.6	10.89 ± 1.3 ± 0.7	8.88 ± 0.5 ± 0.8
0.05 - 0.07	7.11 ± 0.9 ± 1.4	5.90 ± 1.0 ± 1.1	7.76 ± 0.5 ± 0.3
0.07 - 0.10	4.47 ± 0.6 ± 0.8	4.89 ± 0.7 ± 0.2	4.13 ± 0.3 ± 0.2
0.10 - 0.14	2.55 ± 0.4 ± 0.3	2.20 ± 0.4 ± 0.5	2.39 ± 0.2 ± 0.7
0.14 - 0.20	0.84 ± 0.2 ± 0.1	1.22 ± 0.3 ± 0.2	1.15 ± 0.1 ± 0.2
0.20 - 0.28	0.23 ± 0.1 ± 0.0	0.48 ± 0.1 ± 0.1	0.34 ± 0.1 ± 0.1

Tabelle B.3: BMAX Datenverteilung

BSUM	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	0.25 ± 0.2 ± 0.3	0.05 ± 0.0 ± 0.1
0.02 - 0.04	3.04 ± 0.6 ± 0.9	3.18 ± 0.7 ± 1.6
0.04 - 0.06	10.08 ± 1.1 ± 2.3	8.07 ± 1.1 ± 2.9
0.06 - 0.08	8.71 ± 1.0 ± 1.1	8.25 ± 1.1 ± 1.7
0.08 - 0.10	4.86 ± 0.7 ± 0.3	5.60 ± 0.8 ± 0.9
0.10 - 0.13	4.13 ± 0.5 ± 0.5	3.83 ± 0.6 ± 0.6
0.13 - 0.17	2.82 ± 0.4 ± 0.4	3.30 ± 0.5 ± 0.7
0.17 - 0.21	1.40 ± 0.2 ± 0.4	1.30 ± 0.3 ± 0.3
0.21 - 0.27	0.59 ± 0.1 ± 0.2	0.98 ± 0.2 ± 0.4
0.27 - 0.33	0.42 ± 0.1 ± 0.1	0.36 ± 0.1 ± 0.1
0.33 - 0.36	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.05 ± 0.0 ± 0.1

BSUM	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	0.07 ± 0.1 ± 0.1	0.09 ± 0.1 ± 0.1	0.06 ± 0.0 ± 0.1
0.02 - 0.04	3.73 ± 0.8 ± 0.3	6.08 ± 1.1 ± 0.7	5.93 ± 0.5 ± 0.7
0.04 - 0.06	11.19 ± 1.2 ± 0.5	6.51 ± 1.0 ± 0.6	9.17 ± 0.6 ± 0.8
0.06 - 0.08	7.63 ± 1.0 ± 0.5	8.05 ± 1.1 ± 0.5	5.98 ± 0.4 ± 0.5
0.08 - 0.10	4.85 ± 0.8 ± 0.4	5.01 ± 0.9 ± 0.6	6.02 ± 0.4 ± 0.4
0.10 - 0.13	3.95 ± 0.6 ± 0.9	3.74 ± 0.6 ± 0.4	3.32 ± 0.3 ± 0.2
0.13 - 0.17	2.88 ± 0.4 ± 0.7	2.29 ± 0.4 ± 0.4	2.10 ± 0.2 ± 0.3
0.17 - 0.21	1.24 ± 0.3 ± 0.1	1.34 ± 0.3 ± 0.3	1.69 ± 0.2 ± 0.6
0.21 - 0.27	0.49 ± 0.2 ± 0.1	0.85 ± 0.2 ± 0.1	0.67 ± 0.1 ± 0.2
0.27 - 0.33	0.10 ± 0.1 ± 0.0	0.50 ± 0.2 ± 0.1	0.38 ± 0.1 ± 0.2
0.33 - 0.36	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.06 ± 0.0 ± 0.1	0.04 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.4: BSUM Datenverteilung

MDIFF	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	21.12 ± 1.3 ± 5.8	18.88 ± 1.4 ± 3.7
0.02 - 0.04	5.55 ± 0.7 ± 1.2	5.91 ± 0.8 ± 0.6
0.04 - 0.06	2.16 ± 0.4 ± 0.5	2.74 ± 0.5 ± 1.0
0.06 - 0.08	0.92 ± 0.2 ± 0.4	1.50 ± 0.3 ± 0.5
0.08 - 0.12	0.90 ± 0.2 ± 0.3	1.36 ± 0.3 ± 0.4
0.12 - 0.16	0.37 ± 0.1 ± 0.2	0.33 ± 0.1 ± 0.1
0.16 - 0.20	0.27 ± 0.1 ± 0.3	0.15 ± 0.1 ± 0.1
0.20 - 0.24	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.37 ± 0.1 ± 0.2
0.24 - 0.30	0.06 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.30 - 0.40	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.01 ± 0.0 ± 0.1

MDIFF	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	19.16 ± 1.3 ± 4.8	16.98 ± 1.4 ± 5.0	16.65 ± 0.6 ± 3.7
0.02 - 0.04	5.70 ± 0.7 ± 2.0	6.11 ± 0.8 ± 2.6	5.46 ± 0.3 ± 1.5
0.04 - 0.06	2.10 ± 0.5 ± 1.1	1.39 ± 0.4 ± 0.7	1.98 ± 0.2 ± 0.9
0.06 - 0.08	1.54 ± 0.4 ± 1.1	0.73 ± 0.3 ± 0.3	1.59 ± 0.2 ± 0.8
0.08 - 0.12	0.83 ± 0.2 ± 0.5	0.90 ± 0.2 ± 0.6	0.70 ± 0.1 ± 0.3
0.12 - 0.16	0.26 ± 0.1 ± 0.2	0.62 ± 0.2 ± 0.5	0.50 ± 0.1 ± 0.2
0.16 - 0.20	0.36 ± 0.1 ± 0.1	0.19 ± 0.1 ± 0.2	0.09 ± 0.0 ± 0.1
0.20 - 0.24	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.22 ± 0.1 ± 0.2	0.06 ± 0.0 ± 0.1
0.24 - 0.30	0.01 ± 0.0 ± 0.1	0.02 ± 0.0 ± 0.1	0.04 ± 0.0 ± 0.1
0.30 - 0.40	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.01 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.5: MDIFF Datenverteilung

Y32(Kt)	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	33.78 ± 1.8 ± 2.4	32.84 ± 2.0 ± 2.2
0.02 - 0.04	3.37 ± 0.6 ± 0.9	3.76 ± 0.7 ± 0.5
0.04 - 0.06	2.65 ± 0.6 ± 0.4	2.20 ± 0.6 ± 0.5
0.06 - 0.10	1.21 ± 0.3 ± 0.4	1.53 ± 0.3 ± 0.4
0.10 - 0.14	0.35 ± 0.1 ± 0.1	0.41 ± 0.2 ± 0.4
0.14 - 0.18	0.36 ± 0.1 ± 0.3	0.72 ± 0.2 ± 0.4
0.18 - 0.25	0.18 ± 0.1 ± 0.1	0.32 ± 0.1 ± 0.0
0.25 - 0.35	0.05 ± 0.1 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Y32(Kt)	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	34.89 ± 2.1 ± 2.5	32.30 ± 2.2 ± 2.0	32.63 ± 1.0 ± 1.7
0.02 - 0.04	3.36 ± 0.7 ± 0.5	3.16 ± 0.8 ± 1.2	3.80 ± 0.4 ± 0.7
0.04 - 0.06	2.12 ± 0.5 ± 0.4	2.67 ± 0.7 ± 0.8	2.19 ± 0.3 ± 0.8
0.06 - 0.10	0.89 ± 0.3 ± 0.2	0.86 ± 0.3 ± 0.1	1.10 ± 0.2 ± 0.2
0.10 - 0.14	0.38 ± 0.2 ± 0.0	1.13 ± 0.3 ± 0.2	0.45 ± 0.1 ± 0.2
0.14 - 0.18	0.04 ± 0.1 ± 0.1	0.16 ± 0.1 ± 0.1	0.40 ± 0.1 ± 0.2
0.18 - 0.25	0.05 ± 0.1 ± 0.1	0.23 ± 0.1 ± 0.1	0.13 ± 0.1 ± 0.1
0.25 - 0.35	0.22 ± 0.2 ± 0.3	0.12 ± 0.1 ± 0.1	0.07 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.6: Y32(Kt)Datenverteilung

Y32(J)	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.02	25.28 ± 1.7 ± 4.6	23.61 ± 1.8 ± 4.1
0.02 - 0.04	9.98 ± 1.1 ± 1.8	9.30 ± 1.3 ± 4.7
0.04 - 0.06	6.51 ± 1.0 ± 3.6	10.73 ± 2.0 ± 9.1
0.06 - 0.10	4.75 ± 0.8 ± 1.2	4.46 ± 0.7 ± 0.9
0.10 - 0.14	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.14 - 0.18	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.18 - 0.25	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.25 - 0.35	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Y32(J)	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.02	24.92 ± 1.9 ± 3.6	22.51 ± 2.1 ± 4.2	22.54 ± 1.0 ± 4.1
0.02 - 0.04	20.29 ± 2.5 ± 24.2	20.58 ± 2.7 ± 17.7	12.26 ± 0.9 ± 12.0
0.04 - 0.06	22.18 ± 4.0 ± 12.6	16.14 ± 3.7 ± 3.3	19.45 ± 1.8 ± 28.4
0.06 - 0.10	20.70 ± 3.5 ± 5.2	10.33 ± 2.1 ± 8.1	14.11 ± 1.3 ± 4.4
0.10 - 0.14	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.7	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.14 - 0.18	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.18 - 0.25	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1
0.25 - 0.35	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.7: Y32(J) Datenverteilung

OBLATE	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.04	9.55 $\pm$ 0.8 $\pm$ 1.9	8.57 $\pm$ 0.8 $\pm$ 2.8
0.04 - 0.08	5.14 $\pm$ 0.5 $\pm$ 0.6	4.06 $\pm$ 0.5 $\pm$ 0.5
0.08 - 0.12	2.43 $\pm$ 0.4 $\pm$ 0.5	3.28 $\pm$ 0.5 $\pm$ 1.5
0.12 - 0.16	1.31 $\pm$ 0.3 $\pm$ 0.2	2.18 $\pm$ 0.4 $\pm$ 0.3
0.16 - 0.24	1.27 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.4	1.18 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.1
0.24 - 0.32	0.54 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	0.58 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1
0.32 - 0.40	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.28 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.2
0.40 - 0.52	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.08 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0

OBLATE	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.04	9.80 $\pm$ 0.8 $\pm$ 0.5	8.22 $\pm$ 0.8 $\pm$ 0.6	8.37 $\pm$ 0.4 $\pm$ 0.5
0.04 - 0.08	4.42 $\pm$ 0.5 $\pm$ 0.4	4.60 $\pm$ 0.6 $\pm$ 0.3	4.90 $\pm$ 0.3 $\pm$ 0.3
0.08 - 0.12	2.91 $\pm$ 0.4 $\pm$ 0.6	2.85 $\pm$ 0.5 $\pm$ 0.7	2.67 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.2
0.12 - 0.16	1.78 $\pm$ 0.3 $\pm$ 0.2	1.40 $\pm$ 0.3 $\pm$ 0.3	1.54 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.1
0.16 - 0.24	0.94 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.2	1.07 $\pm$ 0.2 $\pm$ 0.5	0.95 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.2
0.24 - 0.32	0.45 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	0.37 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.2	0.61 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1
0.32 - 0.40	0.15 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.0	0.42 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	0.20 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1
0.40 - 0.52	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.15 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	0.12 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1

Tabelle B.8: OBLATE Datenverteilung

MLOW	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.01	64.77 ± 4.1 ± 4.0	63.79 ± 4.5 ± 4.4
0.01 - 0.02	24.44 ± 2.4 ± 6.2	27.35 ± 2.8 ± 1.0
0.02 - 0.03	9.48 ± 1.4 ± 1.2	6.94 ± 1.3 ± 2.3
0.03 - 0.04	4.22 ± 0.9 ± 1.3	2.85 ± 0.8 ± 0.7
0.04 - 0.05	1.66 ± 0.5 ± 0.3	2.08 ± 0.7 ± 0.8
0.05 - 0.06	0.25 ± 0.2 ± 0.4	0.92 ± 0.4 ± 0.5
0.06 - 0.08	0.19 ± 0.1 ± 0.3	0.18 ± 0.1 ± 0.1
0.08 - 0.10	0.07 ± 0.0 ± 0.1	0.12 ± 0.1 ± 0.2
0.10 - 0.12	0.15 ± 0.1 ± 0.3	0.15 ± 0.1 ± 0.3

MLOW	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.01	76.46 ± 4.9 ± 2.1	74.02 ± 5.3 ± 2.3	74.71 ± 2.5 ± 2.0
0.01 - 0.02	20.45 ± 2.4 ± 5.3	19.68 ± 2.6 ± 5.1	20.59 ± 1.3 ± 2.7
0.02 - 0.03	5.13 ± 1.2 ± 4.3	5.50 ± 1.4 ± 1.6	6.36 ± 0.7 ± 3.0
0.03 - 0.04	1.46 ± 0.7 ± 1.5	2.84 ± 1.1 ± 3.2	1.30 ± 0.4 ± 1.1
0.04 - 0.05	0.16 ± 0.3 ± 0.2	0.65 ± 0.7 ± 1.0	0.61 ± 0.3 ± 1.2
0.05 - 0.06	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.3 ± 0.6
0.06 - 0.08	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.1 ± 0.2
0.08 - 0.10	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.2
0.10 - 0.12	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.0	0.00 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.9: MLOW Datenverteilung

EEC	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.10	0.28 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.25 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.10 - 0.21	0.12 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.11 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.21 - 0.31	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.31 - 0.42	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.42 - 0.52	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.52 - 0.63	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.63 - 0.73	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.73 - 0.84	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.84 - 0.94	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.94 - 1.05	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.05 - 1.15	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.15 - 1.26	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.26 - 1.36	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.36 - 1.47	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.47 - 1.57	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.57 - 1.68	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.68 - 1.78	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.78 - 1.88	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.88 - 1.99	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.99 - 2.09	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.09 - 2.20	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.20 - 2.30	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.30 - 2.41	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.41 - 2.51	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.51 - 2.62	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.62 - 2.72	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.72 - 2.83	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.83 - 2.93	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.93 - 3.04	0.13 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.11 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
3.04 - 3.14	0.14 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.17 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1

Tabelle B.10: EEC Datenverteilung

EEC	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.10	0.27 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.36 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.33 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1
0.10 - 0.21	0.11 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.10 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.11 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.21 - 0.31	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.31 - 0.42	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.42 - 0.52	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.52 - 0.63	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.63 - 0.73	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.73 - 0.84	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.84 - 0.94	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.94 - 1.05	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.05 - 1.15	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.15 - 1.26	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.26 - 1.36	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.36 - 1.47	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.47 - 1.57	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.57 - 1.68	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.68 - 1.78	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.78 - 1.88	0.00 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.88 - 1.99	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.99 - 2.09	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.09 - 2.20	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.20 - 2.30	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.30 - 2.41	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.41 - 2.51	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.01 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.51 - 2.62	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.62 - 2.72	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.72 - 2.83	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.83 - 2.93	0.08 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.09 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.93 - 3.04	0.12 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.16 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.15 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
3.04 - 3.14	0.20 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.28 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.24 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1

Tabelle B.11: EEC Datenverteilung

JCEF	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.10	2.29 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.4	2.11 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.3
0.10 - 0.21	1.00 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	1.02 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.2
0.21 - 0.31	0.52 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.53 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.31 - 0.42	0.33 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1	0.29 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1
0.42 - 0.52	0.16 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.16 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.52 - 0.63	0.09 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.13 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.63 - 0.73	0.08 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.09 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.73 - 0.84	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.84 - 0.94	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
0.94 - 1.05	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.05 - 1.15	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.15 - 1.26	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.26 - 1.36	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.36 - 1.47	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.47 - 1.57	0.02 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.57 - 1.68	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.68 - 1.78	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.03 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.78 - 1.88	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.88 - 1.99	0.04 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
1.99 - 2.09	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.09 - 2.20	0.06 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.09 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.20 - 2.30	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.05 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.30 - 2.41	0.07 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.14 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1
2.41 - 2.51	0.10 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.10 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.51 - 2.62	0.15 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.15 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.62 - 2.72	0.16 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.21 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.1
2.72 - 2.83	0.21 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.27 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.83 - 2.93	0.38 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0	0.41 $\pm$ 0.0 $\pm$ 0.0
2.93 - 3.04	0.99 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1	0.89 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.1
3.04 - 3.14	2.42 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.2	2.19 $\pm$ 0.1 $\pm$ 0.4

Tabelle B.12: JCEF Datenverteilung

JCEF	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.10	2.55 ± 0.1 ± 0.0	2.26 ± 0.1 ± 0.1	2.30 ± 0.1 ± 0.1
0.10 - 0.21	0.79 ± 0.0 ± 0.1	0.73 ± 0.1 ± 0.1	0.89 ± 0.0 ± 0.0
0.21 - 0.31	0.43 ± 0.0 ± 0.1	0.47 ± 0.0 ± 0.0	0.44 ± 0.0 ± 0.0
0.31 - 0.42	0.26 ± 0.0 ± 0.0	0.26 ± 0.0 ± 0.0	0.31 ± 0.0 ± 0.0
0.42 - 0.52	0.15 ± 0.0 ± 0.0	0.18 ± 0.0 ± 0.0	0.18 ± 0.0 ± 0.0
0.52 - 0.63	0.14 ± 0.0 ± 0.0	0.15 ± 0.0 ± 0.0	0.11 ± 0.0 ± 0.0
0.63 - 0.73	0.08 ± 0.0 ± 0.0	0.12 ± 0.0 ± 0.0	0.08 ± 0.0 ± 0.0
0.73 - 0.84	0.07 ± 0.0 ± 0.0	0.13 ± 0.0 ± 0.0	0.10 ± 0.0 ± 0.0
0.84 - 0.94	0.09 ± 0.0 ± 0.0	0.12 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0
0.94 - 1.05	0.05 ± 0.0 ± 0.0	0.09 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0
1.05 - 1.15	0.05 ± 0.0 ± 0.0	0.08 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0
1.15 - 1.26	0.04 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0	0.05 ± 0.0 ± 0.0
1.26 - 1.36	0.04 ± 0.0 ± 0.0	0.04 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0
1.36 - 1.47	0.03 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0
1.47 - 1.57	0.02 ± 0.0 ± 0.0	0.02 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0
1.57 - 1.68	0.01 ± 0.0 ± 0.0	0.02 ± 0.0 ± 0.0	0.02 ± 0.0 ± 0.0
1.68 - 1.78	0.03 ± 0.0 ± 0.0	0.02 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0
1.78 - 1.88	0.02 ± 0.0 ± 0.0	0.03 ± 0.0 ± 0.0	0.04 ± 0.0 ± 0.0
1.88 - 1.99	0.05 ± 0.0 ± 0.0	0.04 ± 0.0 ± 0.0	0.04 ± 0.0 ± 0.0
1.99 - 2.09	0.05 ± 0.0 ± 0.0	0.08 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0
2.09 - 2.20	0.09 ± 0.0 ± 0.0	0.04 ± 0.0 ± 0.0	0.06 ± 0.0 ± 0.0
2.20 - 2.30	0.06 ± 0.0 ± 0.0	0.10 ± 0.0 ± 0.0	0.07 ± 0.0 ± 0.0
2.30 - 2.41	0.05 ± 0.0 ± 0.0	0.11 ± 0.0 ± 0.0	0.08 ± 0.0 ± 0.0
2.41 - 2.51	0.09 ± 0.0 ± 0.0	0.13 ± 0.0 ± 0.0	0.11 ± 0.0 ± 0.0
2.51 - 2.62	0.10 ± 0.0 ± 0.0	0.10 ± 0.0 ± 0.0	0.12 ± 0.0 ± 0.0
2.62 - 2.72	0.16 ± 0.0 ± 0.0	0.17 ± 0.0 ± 0.0	0.16 ± 0.0 ± 0.0
2.72 - 2.83	0.28 ± 0.0 ± 0.0	0.29 ± 0.0 ± 0.1	0.27 ± 0.0 ± 0.0
2.83 - 2.93	0.38 ± 0.0 ± 0.0	0.42 ± 0.0 ± 0.0	0.42 ± 0.0 ± 0.0
2.93 - 3.04	0.80 ± 0.1 ± 0.1	0.81 ± 0.1 ± 0.1	0.88 ± 0.0 ± 0.1
3.04 - 3.14	2.42 ± 0.1 ± 0.1	2.39 ± 0.1 ± 0.1	2.42 ± 0.1 ± 0.1

Tabelle B.13: JCEF Datenverteilung

MINOR	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.04	1.37 ± 0.3 ± 0.3	1.23 ± 0.3 ± 0.3
0.04 - 0.06	11.69 ± 1.3 ± 1.7	10.23 ± 1.3 ± 0.9
0.06 - 0.08	10.06 ± 1.1 ± 1.0	10.82 ± 1.2 ± 1.8
0.08 - 0.12	5.78 ± 0.5 ± 1.3	5.49 ± 0.5 ± 0.2
0.12 - 0.16	2.19 ± 0.3 ± 0.5	2.57 ± 0.4 ± 0.7
0.16 - 0.24	0.81 ± 0.1 ± 0.2	0.68 ± 0.1 ± 0.2
0.24 - 0.32	0.06 ± 0.0 ± 0.0	0.23 ± 0.1 ± 0.1

MINOR	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.04	2.07 ± 0.4 ± 0.2	3.17 ± 0.6 ± 0.3	3.09 ± 0.3 ± 0.2
0.04 - 0.06	11.70 ± 1.4 ± 0.7	11.83 ± 1.6 ± 1.5	12.14 ± 0.8 ± 1.0
0.06 - 0.08	11.82 ± 1.2 ± 0.4	10.02 ± 1.2 ± 0.7	9.03 ± 0.5 ± 0.6
0.08 - 0.12	5.02 ± 0.5 ± 0.6	4.55 ± 0.5 ± 0.4	4.34 ± 0.2 ± 0.4
0.12 - 0.16	1.33 ± 0.2 ± 0.6	1.49 ± 0.3 ± 0.3	1.62 ± 0.1 ± 0.4
0.16 - 0.24	0.56 ± 0.1 ± 0.1	0.40 ± 0.1 ± 0.1	0.47 ± 0.1 ± 0.2
0.24 - 0.32	0.18 ± 0.1 ± 0.1	0.26 ± 0.2 ± 0.3	0.15 ± 0.1 ± 0.1

Tabelle B.14: MINOR Datenverteilung

MAJOR	130 GeV	136 GeV
0.00 - 0.04	0.12 ± 0.1 ± 0.1	0.11 ± 0.1 ± 0.1
0.04 - 0.06	3.74 ± 0.8 ± 1.4	4.19 ± 1.0 ± 1.2
0.06 - 0.08	6.49 ± 1.0 ± 1.2	4.00 ± 0.8 ± 1.9
0.08 - 0.12	5.13 ± 0.5 ± 0.7	4.80 ± 0.6 ± 0.3
0.12 - 0.16	3.48 ± 0.4 ± 0.5	3.03 ± 0.4 ± 0.3
0.16 - 0.24	1.63 ± 0.2 ± 0.3	2.12 ± 0.2 ± 0.1
0.24 - 0.32	1.43 ± 0.2 ± 0.1	1.36 ± 0.2 ± 0.2
0.32 - 0.40	0.81 ± 0.1 ± 0.3	0.76 ± 0.1 ± 0.1
0.40 - 0.48	0.21 ± 0.1 ± 0.1	0.42 ± 0.1 ± 0.2
0.48 - 0.56	0.18 ± 0.1 ± 0.1	0.34 ± 0.1 ± 0.3
0.56 - 0.64	0.08 ± 0.0 ± 0.0	0.08 ± 0.0 ± 0.1

MAJOR	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.00 - 0.04	0.34 ± 0.2 ± 0.0	0.26 ± 0.1 ± 0.1	0.62 ± 0.1 ± 0.0
0.04 - 0.06	2.94 ± 0.8 ± 0.3	5.00 ± 1.2 ± 0.7	4.74 ± 0.5 ± 0.4
0.06 - 0.08	6.29 ± 1.0 ± 0.5	3.73 ± 0.8 ± 0.7	4.56 ± 0.4 ± 0.7
0.08 - 0.12	4.81 ± 0.5 ± 0.4	4.66 ± 0.6 ± 0.3	4.31 ± 0.3 ± 0.3
0.12 - 0.16	3.48 ± 0.5 ± 0.3	3.11 ± 0.5 ± 0.2	3.12 ± 0.2 ± 0.2
0.16 - 0.24	1.97 ± 0.2 ± 0.3	1.64 ± 0.2 ± 0.3	1.98 ± 0.1 ± 0.1
0.24 - 0.32	1.31 ± 0.2 ± 0.1	1.38 ± 0.2 ± 0.3	0.90 ± 0.1 ± 0.2
0.32 - 0.40	0.54 ± 0.1 ± 0.3	0.56 ± 0.2 ± 0.1	0.75 ± 0.1 ± 0.1
0.40 - 0.48	0.19 ± 0.1 ± 0.1	0.52 ± 0.1 ± 0.1	0.33 ± 0.1 ± 0.1
0.48 - 0.56	0.12 ± 0.1 ± 0.0	0.36 ± 0.1 ± 0.1	0.21 ± 0.1 ± 0.1
0.56 - 0.64	0.03 ± 0.0 ± 0.1	0.00 ± 0.0 ± 0.1	0.07 ± 0.0 ± 0.1

Tabelle B.15: MAJOR Datenverteilung

2JET DURH	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0017 ± 0.0008 ± 0.0020	0.0011 ± 0.0010 ± 0.0014
0.0001	0.0065 ± 0.0049 ± 0.0061	0.0020 ± 0.0017 ± 0.0026
0.0002	0.0125 ± 0.0052 ± 0.0087	0.0089 ± 0.0029 ± 0.0091
0.0003	0.0270 ± 0.0074 ± 0.0105	0.0236 ± 0.0073 ± 0.0164
0.0006	0.0851 ± 0.0142 ± 0.0159	0.0798 ± 0.0143 ± 0.0466
0.0010	0.1799 ± 0.0212 ± 0.0273	0.1629 ± 0.0208 ± 0.0622
0.0020	0.3693 ± 0.0267 ± 0.0432	0.3037 ± 0.0263 ± 0.0416
0.0050	0.5410 ± 0.0260 ± 0.0418	0.4899 ± 0.0277 ± 0.0440
0.0100	0.6645 ± 0.0252 ± 0.0230	0.6302 ± 0.0275 ± 0.0320
0.0160	0.7318 ± 0.0243 ± 0.0277	0.6978 ± 0.0267 ± 0.0560
0.0240	0.7878 ± 0.0229 ± 0.0359	0.7505 ± 0.0258 ± 0.0300
0.0300	0.8011 ± 0.0225 ± 0.0360	0.7833 ± 0.0251 ± 0.0182
0.0400	0.8345 ± 0.0218 ± 0.0296	0.8185 ± 0.0241 ± 0.0279
0.0500	0.8779 ± 0.0206 ± 0.0371	0.8304 ± 0.0237 ± 0.0214
0.0600	0.8923 ± 0.0202 ± 0.0256	0.8670 ± 0.0225 ± 0.0232
0.0800	0.9298 ± 0.0187 ± 0.0118	0.9023 ± 0.0213 ± 0.0244
0.0900	0.9378 ± 0.0183 ± 0.0087	0.9156 ± 0.0206 ± 0.0147
0.1200	0.9534 ± 0.0175 ± 0.0067	0.9411 ± 0.0194 ± 0.0202
0.1500	0.9686 ± 0.0168 ± 0.0095	0.9523 ± 0.0187 ± 0.0071
0.1700	0.9750 ± 0.0164 ± 0.0035	0.9698 ± 0.0177 ± 0.0049
0.2000	0.9852 ± 0.0158 ± 0.0042	0.9876 ± 0.0166 ± 0.0077
0.3500	1.0000 ± 0.0150 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0157 ± 0.0000

2JET DURH	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0018 ± 0.0014 ± 0.0002	0.0022 ± 0.0017 ± 0.0022	0.0041 ± 0.0012 ± 0.0015
0.0001	0.0044 ± 0.0027 ± 0.0003	0.0033 ± 0.0029 ± 0.0033	0.0091 ± 0.0026 ± 0.0027
0.0002	0.0204 ± 0.0077 ± 0.0020	0.0216 ± 0.0099 ± 0.0078	0.0277 ± 0.0062 ± 0.0067
0.0003	0.0306 ± 0.0108 ± 0.0027	0.0294 ± 0.0111 ± 0.0072	0.0801 ± 0.0112 ± 0.0082
0.0006	0.1209 ± 0.0183 ± 0.0014	0.1290 ± 0.0228 ± 0.0084	0.1479 ± 0.0127 ± 0.0173
0.0010	0.2331 ± 0.0242 ± 0.0041	0.2334 ± 0.0270 ± 0.0095	0.2442 ± 0.0145 ± 0.0145
0.0020	0.3515 ± 0.0257 ± 0.0040	0.3734 ± 0.0288 ± 0.0138	0.3590 ± 0.0150 ± 0.0102
0.0050	0.5395 ± 0.0258 ± 0.0068	0.5184 ± 0.0290 ± 0.0111	0.5107 ± 0.0152 ± 0.0120
0.0100	0.6700 ± 0.0248 ± 0.0054	0.6378 ± 0.0283 ± 0.0088	0.6338 ± 0.0148 ± 0.0121
0.0160	0.7529 ± 0.0236 ± 0.0069	0.7029 ± 0.0274 ± 0.0077	0.7121 ± 0.0142 ± 0.0114
0.0240	0.8047 ± 0.0222 ± 0.0046	0.7562 ± 0.0263 ± 0.0099	0.7750 ± 0.0135 ± 0.0109
0.0300	0.8312 ± 0.0214 ± 0.0049	0.7786 ± 0.0258 ± 0.0133	0.8043 ± 0.0132 ± 0.0110
0.0400	0.8670 ± 0.0201 ± 0.0036	0.8121 ± 0.0247 ± 0.0090	0.8376 ± 0.0127 ± 0.0116
0.0500	0.9008 ± 0.0184 ± 0.0028	0.8402 ± 0.0236 ± 0.0047	0.8650 ± 0.0122 ± 0.0108
0.0600	0.9168 ± 0.0175 ± 0.0025	0.8726 ± 0.0220 ± 0.0107	0.8905 ± 0.0117 ± 0.0093
0.0800	0.9320 ± 0.0165 ± 0.0029	0.8988 ± 0.0205 ± 0.0082	0.9205 ± 0.0110 ± 0.0084
0.0900	0.9454 ± 0.0156 ± 0.0028	0.9102 ± 0.0198 ± 0.0075	0.9264 ± 0.0108 ± 0.0070
0.1200	0.9739 ± 0.0132 ± 0.0017	0.9358 ± 0.0179 ± 0.0059	0.9547 ± 0.0101 ± 0.0038
0.1500	0.9814 ± 0.0125 ± 0.0014	0.9677 ± 0.0149 ± 0.0031	0.9693 ± 0.0096 ± 0.0036
0.1700	0.9842 ± 0.0122 ± 0.0009	0.9699 ± 0.0146 ± 0.0025	0.9782 ± 0.0093 ± 0.0028
0.2000	0.9881 ± 0.0117 ± 0.0005	0.9891 ± 0.0123 ± 0.0011	0.9883 ± 0.0089 ± 0.0021
0.3500	1.0000 ± 0.0103 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0106 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0085 ± 0.0000

Tabelle B.16: 2JET DURH Datenverteilung

3JET DURH	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0054 ± 0.0031 ± 0.0008	0.0165 ± 0.0062 ± 0.0204
0.0001	0.0128 ± 0.0040 ± 0.0031	0.0133 ± 0.0041 ± 0.0116
0.0002	0.0485 ± 0.0093 ± 0.0065	0.0538 ± 0.0117 ± 0.0248
0.0003	0.1450 ± 0.0174 ± 0.0284	0.0989 ± 0.0165 ± 0.0107
0.0006	0.3103 ± 0.0257 ± 0.0231	0.2433 ± 0.0257 ± 0.0392
0.0010	0.3764 ± 0.0262 ± 0.0330	0.3429 ± 0.0273 ± 0.0378
0.0020	0.3568 ± 0.0233 ± 0.0393	0.4407 ± 0.0284 ± 0.0099
0.0050	0.3429 ± 0.0241 ± 0.0205	0.3900 ± 0.0280 ± 0.0094
0.0100	0.2896 ± 0.0237 ± 0.0219	0.3224 ± 0.0274 ± 0.0249
0.0160	0.2432 ± 0.0224 ± 0.0224	0.2835 ± 0.0274 ± 0.0551
0.0240	0.1988 ± 0.0226 ± 0.0290	0.2376 ± 0.0264 ± 0.0333
0.0300	0.1929 ± 0.0232 ± 0.0346	0.2086 ± 0.0256 ± 0.0183
0.0400	0.1632 ± 0.0219 ± 0.0304	0.1833 ± 0.0255 ± 0.0382
0.0500	0.1231 ± 0.0190 ± 0.0404	0.1745 ± 0.0253 ± 0.0299
0.0600	0.1085 ± 0.0178 ± 0.0275	0.1357 ± 0.0233 ± 0.0322
0.0800	0.0696 ± 0.0150 ± 0.0132	0.1031 ± 0.0203 ± 0.0295
0.0900	0.0618 ± 0.0143 ± 0.0107	0.0908 ± 0.0204 ± 0.0197
0.1200	0.0479 ± 0.0144 ± 0.0092	0.0641 ± 0.0166 ± 0.0256
0.1500	0.0336 ± 0.0114 ± 0.0111	0.0579 ± 0.0214 ± 0.0061
0.1700	0.0283 ± 0.0123 ± 0.0092	0.0358 ± 0.0158 ± 0.0051
0.2000	0.0165 ± 0.0096 ± 0.0088	0.0154 ± 0.0118 ± 0.0113

3JET DURH	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0090 ± 0.0039 ± 0.0018	0.0292 ± 0.0087 ± 0.0022	0.0255 ± 0.0044 ± 0.0021
0.0001	0.0292 ± 0.0083 ± 0.0040	0.0434 ± 0.0108 ± 0.0038	0.0529 ± 0.0075 ± 0.0029
0.0002	0.0755 ± 0.0142 ± 0.0055	0.1052 ± 0.0185 ± 0.0072	0.1218 ± 0.0115 ± 0.0036
0.0003	0.1833 ± 0.0210 ± 0.0027	0.1730 ± 0.0234 ± 0.0071	0.1869 ± 0.0131 ± 0.0071
0.0006	0.3115 ± 0.0269 ± 0.0092	0.2826 ± 0.0276 ± 0.0076	0.3205 ± 0.0150 ± 0.0069
0.0010	0.3544 ± 0.0259 ± 0.0135	0.3746 ± 0.0291 ± 0.0027	0.3628 ± 0.0148 ± 0.0057
0.0020	0.4054 ± 0.0260 ± 0.0061	0.3572 ± 0.0284 ± 0.0048	0.3980 ± 0.0144 ± 0.0054
0.0050	0.3350 ± 0.0264 ± 0.0104	0.3489 ± 0.0295 ± 0.0035	0.3671 ± 0.0142 ± 0.0076
0.0100	0.2752 ± 0.0266 ± 0.0050	0.3068 ± 0.0311 ± 0.0090	0.3212 ± 0.0148 ± 0.0113
0.0160	0.2114 ± 0.0254 ± 0.0075	0.2817 ± 0.0325 ± 0.0087	0.2656 ± 0.0149 ± 0.0131
0.0240	0.1739 ± 0.0253 ± 0.0056	0.2441 ± 0.0331 ± 0.0128	0.2098 ± 0.0147 ± 0.0123
0.0300	0.1516 ± 0.0243 ± 0.0057	0.2278 ± 0.0332 ± 0.0177	0.1883 ± 0.0144 ± 0.0138
0.0400	0.1202 ± 0.0221 ± 0.0041	0.1963 ± 0.0322 ± 0.0123	0.1611 ± 0.0142 ± 0.0153
0.0500	0.0885 ± 0.0201 ± 0.0038	0.1744 ± 0.0316 ± 0.0068	0.1373 ± 0.0136 ± 0.0151
0.0600	0.0731 ± 0.0191 ± 0.0034	0.1377 ± 0.0288 ± 0.0161	0.1119 ± 0.0127 ± 0.0123
0.0800	0.0666 ± 0.0196 ± 0.0042	0.1145 ± 0.0283 ± 0.0129	0.0829 ± 0.0118 ± 0.0118
0.0900	0.0528 ± 0.0170 ± 0.0038	0.1027 ± 0.0274 ± 0.0125	0.0812 ± 0.0127 ± 0.0108
0.1200	0.0218 ± 0.0111 ± 0.0020	0.0774 ± 0.0261 ± 0.0118	0.0512 ± 0.0106 ± 0.0058
0.1500	0.0164 ± 0.0108 ± 0.0020	0.0359 ± 0.0176 ± 0.0055	0.0373 ± 0.0106 ± 0.0064
0.1700	0.0149 ± 0.0124 ± 0.0016	0.0381 ± 0.0210 ± 0.0053	0.0255 ± 0.0083 ± 0.0046
0.2000	0.0131 ± 0.0149 ± 0.0013	0.0101 ± 0.0119 ± 0.0022	0.0138 ± 0.0065 ± 0.0036

Tabelle B.17: 3JET DURH Datenverteilung

4JET DURH	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0325 ± 0.0058 ± 0.0054	0.0359 ± 0.0076 ± 0.0066
0.0001	0.0593 ± 0.0090 ± 0.0061	0.0896 ± 0.0136 ± 0.0049
0.0002	0.1441 ± 0.0159 ± 0.0095	0.1349 ± 0.0186 ± 0.0325
0.0003	0.2109 ± 0.0190 ± 0.0223	0.2494 ± 0.0236 ± 0.0120
0.0006	0.2491 ± 0.0209 ± 0.0300	0.3211 ± 0.0265 ± 0.0743
0.0010	0.2360 ± 0.0201 ± 0.0263	0.3045 ± 0.0262 ± 0.0175
0.0020	0.2167 ± 0.0211 ± 0.0094	0.1703 ± 0.0201 ± 0.0351
0.0050	0.0963 ± 0.0165 ± 0.0256	0.1144 ± 0.0213 ± 0.0750
0.0100	0.0429 ± 0.0125 ± 0.0248	0.0435 ± 0.0153 ± 0.0090
0.0160	0.0233 ± 0.0105 ± 0.0203	0.0236 ± 0.0118 ± 0.0087
0.0240	0.0139 ± 0.0079 ± 0.0139	0.0176 ± 0.0118 ± 0.0063
0.0300	0.0097 ± 0.0087 ± 0.0097	0.0148 ± 0.0123 ± 0.0082
0.0400	0.0089 ± 0.0159 ± 0.0092	0.0049 ± 0.0107 ± 0.0070
0.0500	0.0000 ± 0.9579 ± 0.0000	0.0030 ± 0.0020 ± 0.0042
0.0600	0.0000 ± 1.5856 ± 0.0000	0.0030 ± 0.0023 ± 0.0042

4JET DURH	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0735 ± 0.0123 ± 0.0018	0.0847 ± 0.0166 ± 0.0062	0.1067 ± 0.0102 ± 0.0089
0.0001	0.0956 ± 0.0145 ± 0.0032	0.1276 ± 0.0203 ± 0.0056	0.1415 ± 0.0114 ± 0.0112
0.0002	0.1993 ± 0.0213 ± 0.0073	0.2228 ± 0.0256 ± 0.0055	0.2090 ± 0.0128 ± 0.0073
0.0003	0.2412 ± 0.0230 ± 0.0051	0.3401 ± 0.0301 ± 0.0120	0.2675 ± 0.0133 ± 0.0061
0.0006	0.2860 ± 0.0232 ± 0.0060	0.3298 ± 0.0277 ± 0.0049	0.2625 ± 0.0122 ± 0.0071
0.0010	0.2440 ± 0.0223 ± 0.0100	0.2535 ± 0.0261 ± 0.0015	0.2411 ± 0.0117 ± 0.0092
0.0020	0.1806 ± 0.0226 ± 0.0046	0.1885 ± 0.0276 ± 0.0075	0.1791 ± 0.0118 ± 0.0065
0.0050	0.1210 ± 0.0302 ± 0.0052	0.1303 ± 0.0398 ± 0.0272	0.1265 ± 0.0151 ± 0.0049
0.0100	0.0608 ± 0.0440 ± 0.0035	0.0801 ± 0.0583 ± 0.0049	0.0497 ± 0.0148 ± 0.0029
0.0160	0.0522 ± 0.0653 ± 0.0009	0.0215 ± 0.0424 ± 0.0034	0.0302 ± 0.0237 ± 0.0021
0.0240	0.0390 ± 0.1017 ± 0.0056	0.0101 ± 0.0297 ± 0.0034	0.0560 ± 0.0853 ± 0.0061
0.0300	0.0506 ± 0.1976 ± 0.0073	0.0136 ± 0.0406 ± 0.0019	0.0310 ± 0.0460 ± 0.0069
0.0400	0.1315 ± 2.9883 ± 0.0180	0.0282 ± 0.1458 ± 0.0048	0.0229 ± 0.0536 ± 0.0117
0.0500	0.0298 ± 0.3194 ± 0.0012	0.0000 ± 3.4196 ± 0.0004	0.0146 ± 0.0513 ± 0.0088
0.0600	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000

Tabelle B.18: 4JET DURH Datenverteilung

5JET DURH	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0826 ± 0.0112 ± 0.0063	0.1042 ± 0.0136 ± 0.0026
0.0001	0.1315 ± 0.0149 ± 0.0092	0.1148 ± 0.0152 ± 0.0157
0.0002	0.1999 ± 0.0201 ± 0.0377	0.1895 ± 0.0195 ± 0.0114
0.0003	0.2387 ± 0.0240 ± 0.0356	0.2375 ± 0.0242 ± 0.0183
0.0006	0.2034 ± 0.0198 ± 0.0066	0.1838 ± 0.0198 ± 0.0067
0.0010	0.1431 ± 0.0164 ± 0.0180	0.1292 ± 0.0164 ± 0.0074
0.0020	0.0463 ± 0.0104 ± 0.0137	0.0719 ± 0.0155 ± 0.0215
0.0050	0.0194 ± 0.0098 ± 0.0065	0.0167 ± 0.0068 ± 0.0165
0.0100	0.0000 ± 0.7801 ± 0.0025	0.0078 ± 0.0073 ± 0.0046

5JET DURH	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.1589 ± 0.0184 ± 0.0069	0.1775 ± 0.0225 ± 0.0139	0.1708 ± 0.0115 ± 0.0049
0.0001	0.2208 ± 0.0220 ± 0.0033	0.2536 ± 0.0273 ± 0.0142	0.2105 ± 0.0123 ± 0.0016
0.0002	0.2423 ± 0.0224 ± 0.0067	0.2643 ± 0.0274 ± 0.0127	0.2444 ± 0.0126 ± 0.0030
0.0003	0.2700 ± 0.0233 ± 0.0005	0.2104 ± 0.0231 ± 0.0078	0.2373 ± 0.0121 ± 0.0001
0.0006	0.1721 ± 0.0198 ± 0.0046	0.1624 ± 0.0225 ± 0.0054	0.1713 ± 0.0107 ± 0.0023
0.0010	0.1348 ± 0.0205 ± 0.0018	0.0906 ± 0.0199 ± 0.0059	0.1224 ± 0.0102 ± 0.0020
0.0020	0.0641 ± 0.0264 ± 0.0045	0.0877 ± 0.0312 ± 0.0140	0.0697 ± 0.0133 ± 0.0032
0.0050	0.0422 ± 0.1228 ± 0.0056	0.0418 ± 0.0440 ± 0.0039	0.0029 ± 0.0046 ± 0.0022
0.0100	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 6.2822 ± 0.0002	0.0000 ± 5.7413 ± 0.0016

Tabelle B.19: 5JET DURH Datenverteilung

2JET JADE	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000
0.0002	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000
0.0003	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 0.1066 ± 0.0000
0.0006	0.0099 ± 0.0038 ± 0.0066	0.0022 ± 0.0020 ± 0.0031
0.0010	0.0176 ± 0.0062 ± 0.0100	0.0118 ± 0.0050 ± 0.0029
0.0020	0.0621 ± 0.0117 ± 0.0215	0.0434 ± 0.0086 ± 0.0142
0.0050	0.1552 ± 0.0156 ± 0.0446	0.1305 ± 0.0153 ± 0.0382
0.0100	0.2845 ± 0.0206 ± 0.0235	0.2780 ± 0.0226 ± 0.0379
0.0160	0.4077 ± 0.0229 ± 0.0559	0.3774 ± 0.0245 ± 0.0696
0.0240	0.5279 ± 0.0242 ± 0.0570	0.4812 ± 0.0259 ± 0.1086
0.0300	0.5774 ± 0.0246 ± 0.0416	0.5477 ± 0.0264 ± 0.0620
0.0400	0.6636 ± 0.0245 ± 0.0498	0.6055 ± 0.0267 ± 0.0395
0.0500	0.7324 ± 0.0238 ± 0.0441	0.6781 ± 0.0264 ± 0.0230
0.0600	0.7567 ± 0.0233 ± 0.0364	0.7150 ± 0.0261 ± 0.0060
0.0800	0.8259 ± 0.0219 ± 0.0263	0.7889 ± 0.0248 ± 0.0185
0.0900	0.8450 ± 0.0214 ± 0.0263	0.8278 ± 0.0239 ± 0.0232
0.1200	0.8968 ± 0.0199 ± 0.0134	0.8850 ± 0.0218 ± 0.0275
0.1500	0.9406 ± 0.0183 ± 0.0143	0.9118 ± 0.0207 ± 0.0229
0.1700	0.9467 ± 0.0178 ± 0.0190	0.9278 ± 0.0199 ± 0.0150
0.2000	0.9656 ± 0.0169 ± 0.0103	0.9503 ± 0.0189 ± 0.0055
0.3500	1.0000 ± 0.0150 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0157 ± 0.0000

2JET JADE	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0000 ± 1.0231 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0005 ± 0.0004 ± 0.0000
0.0002	0.0000 ± 0.3938 ± 0.0000	0.0000 ± 0.2468 ± 0.0000	0.0012 ± 0.0007 ± 0.0001
0.0003	0.0000 ± 0.4853 ± 0.0000	0.0000 ± 0.2314 ± 0.0000	0.0061 ± 0.0027 ± 0.0010
0.0006	0.0029 ± 0.0029 ± 0.0003	0.0042 ± 0.0042 ± 0.0042	0.0097 ± 0.0031 ± 0.0005
0.0010	0.0082 ± 0.0045 ± 0.0004	0.0278 ± 0.0103 ± 0.0020	0.0288 ± 0.0052 ± 0.0006
0.0020	0.0635 ± 0.0110 ± 0.0011	0.0570 ± 0.0122 ± 0.0033	0.0643 ± 0.0070 ± 0.0081
0.0050	0.1584 ± 0.0170 ± 0.0072	0.1847 ± 0.0210 ± 0.0036	0.1765 ± 0.0107 ± 0.0079
0.0100	0.3013 ± 0.0222 ± 0.0047	0.3060 ± 0.0254 ± 0.0066	0.3152 ± 0.0130 ± 0.0132
0.0160	0.4150 ± 0.0244 ± 0.0042	0.3989 ± 0.0275 ± 0.0084	0.4181 ± 0.0141 ± 0.0180
0.0240	0.5393 ± 0.0251 ± 0.0042	0.5164 ± 0.0284 ± 0.0106	0.5281 ± 0.0144 ± 0.0131
0.0300	0.5776 ± 0.0250 ± 0.0045	0.5752 ± 0.0282 ± 0.0109	0.5850 ± 0.0144 ± 0.0128
0.0400	0.6622 ± 0.0246 ± 0.0029	0.6614 ± 0.0278 ± 0.0071	0.6528 ± 0.0143 ± 0.0085
0.0500	0.7124 ± 0.0241 ± 0.0036	0.6906 ± 0.0276 ± 0.0054	0.7035 ± 0.0141 ± 0.0102
0.0600	0.7649 ± 0.0232 ± 0.0058	0.7390 ± 0.0267 ± 0.0108	0.7506 ± 0.0137 ± 0.0115
0.0800	0.8211 ± 0.0218 ± 0.0049	0.7974 ± 0.0251 ± 0.0073	0.8064 ± 0.0131 ± 0.0122
0.0900	0.8495 ± 0.0207 ± 0.0046	0.8226 ± 0.0242 ± 0.0099	0.8277 ± 0.0128 ± 0.0108
0.1200	0.9147 ± 0.0176 ± 0.0033	0.8582 ± 0.0228 ± 0.0112	0.8877 ± 0.0118 ± 0.0104
0.1500	0.9467 ± 0.0155 ± 0.0027	0.9115 ± 0.0197 ± 0.0077	0.9298 ± 0.0108 ± 0.0055
0.1700	0.9721 ± 0.0134 ± 0.0022	0.9293 ± 0.0184 ± 0.0065	0.9408 ± 0.0105 ± 0.0062
0.2000	0.9789 ± 0.0127 ± 0.0011	0.9485 ± 0.0168 ± 0.0045	0.9589 ± 0.0100 ± 0.0032
0.3500	1.0000 ± 0.0103 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0106 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0085 ± 0.0000

Tabelle B.20: 2JET JADE Datenverteilung

3JET JADE	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000
0.0001	0.0000 ± 0.5638 ± 0.0000	0.0000 ± 0.0665 ± 0.0000
0.0002	0.0000 ± 0.2170 ± 0.0000	0.0005 ± 0.0004 ± 0.0006
0.0003	0.0034 ± 0.0021 ± 0.0026	0.0071 ± 0.0025 ± 0.0016
0.0006	0.0409 ± 0.0093 ± 0.0113	0.0454 ± 0.0106 ± 0.0280
0.0010	0.1433 ± 0.0179 ± 0.0289	0.1218 ± 0.0192 ± 0.0700
0.0020	0.2907 ± 0.0239 ± 0.0130	0.2564 ± 0.0249 ± 0.0230
0.0050	0.4810 ± 0.0263 ± 0.0167	0.4608 ± 0.0285 ± 0.0093
0.0100	0.4925 ± 0.0268 ± 0.0309	0.5271 ± 0.0301 ± 0.0233
0.0160	0.4531 ± 0.0275 ± 0.0660	0.5133 ± 0.0312 ± 0.0557
0.0240	0.4037 ± 0.0275 ± 0.0561	0.4763 ± 0.0320 ± 0.1153
0.0300	0.3826 ± 0.0271 ± 0.0360	0.4212 ± 0.0319 ± 0.0740
0.0400	0.3100 ± 0.0256 ± 0.0409	0.3877 ± 0.0312 ± 0.0341
0.0500	0.2484 ± 0.0240 ± 0.0412	0.3211 ± 0.0302 ± 0.0319
0.0600	0.2356 ± 0.0247 ± 0.0409	0.2880 ± 0.0292 ± 0.0121
0.0800	0.1738 ± 0.0228 ± 0.0302	0.2138 ± 0.0268 ± 0.0281
0.0900	0.1564 ± 0.0224 ± 0.0311	0.1757 ± 0.0248 ± 0.0286
0.1200	0.1039 ± 0.0184 ± 0.0151	0.1195 ± 0.0228 ± 0.0345
0.1500	0.0589 ± 0.0132 ± 0.0150	0.0969 ± 0.0226 ± 0.0281
0.1700	0.0559 ± 0.0148 ± 0.0226	0.0816 ± 0.0220 ± 0.0191
0.2000	0.0350 ± 0.0125 ± 0.0125	0.0545 ± 0.0161 ± 0.0071

3JET JADE	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0000 ± 0.1279 ± 0.0000	0.0000 ± 0.2015 ± 0.0000	0.0004 ± 0.0002 ± 0.0000
0.0001	0.0015 ± 0.0011 ± 0.0001	0.0000 ± 0.2435 ± 0.0000	0.0000 ± 0.2067 ± 0.0000
0.0002	0.0020 ± 0.0017 ± 0.0000	0.0026 ± 0.0021 ± 0.0027	0.0046 ± 0.0014 ± 0.0010
0.0003	0.0082 ± 0.0034 ± 0.0003	0.0103 ± 0.0056 ± 0.0067	0.0285 ± 0.0050 ± 0.0019
0.0006	0.0588 ± 0.0117 ± 0.0033	0.0675 ± 0.0159 ± 0.0008	0.0945 ± 0.0099 ± 0.0031
0.0010	0.1768 ± 0.0206 ± 0.0040	0.1454 ± 0.0216 ± 0.0026	0.1898 ± 0.0129 ± 0.0067
0.0020	0.3271 ± 0.0254 ± 0.0085	0.3202 ± 0.0284 ± 0.0105	0.3234 ± 0.0145 ± 0.0052
0.0050	0.5102 ± 0.0275 ± 0.0059	0.4497 ± 0.0298 ± 0.0123	0.4726 ± 0.0154 ± 0.0029
0.0100	0.5230 ± 0.0279 ± 0.0069	0.4960 ± 0.0309 ± 0.0085	0.4919 ± 0.0156 ± 0.0142
0.0160	0.4780 ± 0.0288 ± 0.0037	0.4949 ± 0.0322 ± 0.0073	0.4659 ± 0.0158 ± 0.0193
0.0240	0.4093 ± 0.0298 ± 0.0061	0.4219 ± 0.0337 ± 0.0156	0.4148 ± 0.0162 ± 0.0130
0.0300	0.3935 ± 0.0312 ± 0.0061	0.3869 ± 0.0351 ± 0.0117	0.3759 ± 0.0164 ± 0.0139
0.0400	0.3211 ± 0.0312 ± 0.0034	0.3203 ± 0.0345 ± 0.0081	0.3276 ± 0.0166 ± 0.0080
0.0500	0.2771 ± 0.0304 ± 0.0045	0.3069 ± 0.0352 ± 0.0072	0.2902 ± 0.0167 ± 0.0128
0.0600	0.2324 ± 0.0293 ± 0.0076	0.2642 ± 0.0346 ± 0.0148	0.2476 ± 0.0162 ± 0.0140
0.0800	0.1810 ± 0.0271 ± 0.0065	0.2141 ± 0.0335 ± 0.0112	0.1999 ± 0.0156 ± 0.0158
0.0900	0.1523 ± 0.0261 ± 0.0063	0.1897 ± 0.0326 ± 0.0152	0.1809 ± 0.0154 ± 0.0143
0.1200	0.0822 ± 0.0203 ± 0.0045	0.1620 ± 0.0320 ± 0.0180	0.1197 ± 0.0134 ± 0.0141
0.1500	0.0500 ± 0.0168 ± 0.0037	0.1000 ± 0.0259 ± 0.0125	0.0750 ± 0.0111 ± 0.0076
0.1700	0.0188 ± 0.0110 ± 0.0021	0.0825 ± 0.0254 ± 0.0120	0.0671 ± 0.0114 ± 0.0091
0.2000	0.0172 ± 0.0118 ± 0.0015	0.0635 ± 0.0238 ± 0.0090	0.0491 ± 0.0104 ± 0.0049

Tabelle B.21: 3JET JADE Datenverteilung

4JET JADE	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0145 ± 0.0248 ± 0.0206	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000
0.0001	0.0040 ± 0.0017 ± 0.0038	0.0012 ± 0.0004 ± 0.0007
0.0002	0.0060 ± 0.0014 ± 0.0009	0.0068 ± 0.0021 ± 0.0042
0.0003	0.0436 ± 0.0075 ± 0.0164	0.0462 ± 0.0089 ± 0.0172
0.0006	0.1491 ± 0.0177 ± 0.0126	0.1412 ± 0.0171 ± 0.0355
0.0010	0.2591 ± 0.0223 ± 0.0177	0.2345 ± 0.0220 ± 0.0115
0.0020	0.3424 ± 0.0241 ± 0.0193	0.3739 ± 0.0276 ± 0.0078
0.0050	0.2726 ± 0.0246 ± 0.0287	0.2861 ± 0.0280 ± 0.0439
0.0100	0.2049 ± 0.0234 ± 0.0106	0.1677 ± 0.0221 ± 0.0662
0.0160	0.1324 ± 0.0203 ± 0.0031	0.1119 ± 0.0202 ± 0.0224
0.0240	0.0658 ± 0.0154 ± 0.0128	0.0557 ± 0.0173 ± 0.0185
0.0300	0.0410 ± 0.0138 ± 0.0155	0.0396 ± 0.0153 ± 0.0036
0.0400	0.0309 ± 0.0144 ± 0.0276	0.0179 ± 0.0139 ± 0.0157
0.0500	0.0225 ± 0.0150 ± 0.0185	0.0041 ± 0.0068 ± 0.0056
0.0600	0.0101 ± 0.0122 ± 0.0049	0.0038 ± 0.0052 ± 0.0051
0.0800	0.0000 ± 1.1060 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000
0.0900	0.0000 ± 0.5638 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000

4JET JADE	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0000 ± 0.0318 ± 0.0000	0.0013 ± 0.0007 ± 0.0013	0.0024 ± 0.0008 ± 0.0014
0.0001	0.0038 ± 0.0014 ± 0.0000	0.0071 ± 0.0024 ± 0.0036	0.0097 ± 0.0016 ± 0.0009
0.0002	0.0184 ± 0.0051 ± 0.0006	0.0260 ± 0.0083 ± 0.0022	0.0429 ± 0.0056 ± 0.0050
0.0003	0.0657 ± 0.0121 ± 0.0034	0.1125 ± 0.0197 ± 0.0038	0.1070 ± 0.0103 ± 0.0136
0.0006	0.2235 ± 0.0223 ± 0.0079	0.2241 ± 0.0252 ± 0.0060	0.2181 ± 0.0133 ± 0.0098
0.0010	0.3196 ± 0.0257 ± 0.0044	0.3560 ± 0.0293 ± 0.0028	0.2842 ± 0.0135 ± 0.0042
0.0020	0.3481 ± 0.0259 ± 0.0102	0.3215 ± 0.0284 ± 0.0072	0.3470 ± 0.0143 ± 0.0061
0.0050	0.2492 ± 0.0257 ± 0.0015	0.2786 ± 0.0311 ± 0.0128	0.2823 ± 0.0143 ± 0.0045
0.0100	0.1629 ± 0.0286 ± 0.0043	0.1967 ± 0.0357 ± 0.0111	0.1791 ± 0.0145 ± 0.0069
0.0160	0.1238 ± 0.0353 ± 0.0037	0.1306 ± 0.0397 ± 0.0051	0.1238 ± 0.0163 ± 0.0061
0.0240	0.0612 ± 0.0435 ± 0.0033	0.1025 ± 0.0554 ± 0.0063	0.0788 ± 0.0234 ± 0.0053
0.0300	0.0441 ± 0.0490 ± 0.0016	0.0778 ± 0.0616 ± 0.0085	0.0645 ± 0.0297 ± 0.0063
0.0400	0.0303 ± 0.0604 ± 0.0029	0.0470 ± 0.0770 ± 0.0092	0.0471 ± 0.0428 ± 0.0111
0.0500	0.0394 ± 0.1094 ± 0.0032	0.0429 ± 0.1144 ± 0.0100	0.0241 ± 0.0342 ± 0.0057
0.0600	0.0000 ± 3.9647 ± 0.0001	0.0180 ± 0.0583 ± 0.0035	0.0190 ± 0.0480 ± 0.0067
0.0800	0.0000 ± 7.1620 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0134 ± 0.1653 ± 0.0014
0.0900	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 1.0000 ± 0.0000	0.0045 ± 0.0388 ± 0.0007

Tabelle B.22: 4JET JADE Datenverteilung

5JET JADE	130 GeV	136 GeV
0.0001	0.0017 ± 0.0005 ± 0.0017	0.0050 ± 0.0014 ± 0.0025
0.0001	0.0049 ± 0.0011 ± 0.0041	0.0128 ± 0.0030 ± 0.0081
0.0002	0.0226 ± 0.0045 ± 0.0035	0.0338 ± 0.0059 ± 0.0128
0.0003	0.1110 ± 0.0129 ± 0.0084	0.1144 ± 0.0159 ± 0.0235
0.0006	0.2544 ± 0.0215 ± 0.0370	0.2168 ± 0.0226 ± 0.0141
0.0010	0.2384 ± 0.0206 ± 0.0498	0.3156 ± 0.0267 ± 0.0455
0.0020	0.1764 ± 0.0183 ± 0.0431	0.2056 ± 0.0224 ± 0.0124
0.0050	0.0723 ± 0.0129 ± 0.0138	0.1146 ± 0.0198 ± 0.0174
0.0100	0.0195 ± 0.0087 ± 0.0094	0.0383 ± 0.0152 ± 0.0070
0.0160	0.0061 ± 0.0053 ± 0.0052	0.0152 ± 0.0166 ± 0.0211

5JET JADE	161 GeV	172 GeV	184 GeV
0.0001	0.0089 ± 0.0026 ± 0.0005	0.0195 ± 0.0054 ± 0.0031	0.0171 ± 0.0023 ± 0.0020
0.0001	0.0173 ± 0.0046 ± 0.0011	0.0380 ± 0.0084 ± 0.0024	0.0366 ± 0.0048 ± 0.0031
0.0002	0.0794 ± 0.0133 ± 0.0017	0.1209 ± 0.0182 ± 0.0019	0.1103 ± 0.0102 ± 0.0005
0.0003	0.1769 ± 0.0201 ± 0.0027	0.1583 ± 0.0209 ± 0.0069	0.1930 ± 0.0124 ± 0.0040
0.0006	0.2680 ± 0.0240 ± 0.0023	0.3106 ± 0.0277 ± 0.0145	0.2658 ± 0.0129 ± 0.0024
0.0010	0.2499 ± 0.0229 ± 0.0022	0.2652 ± 0.0260 ± 0.0088	0.2720 ± 0.0129 ± 0.0041
0.0020	0.1984 ± 0.0236 ± 0.0054	0.2357 ± 0.0287 ± 0.0106	0.1891 ± 0.0118 ± 0.0037
0.0050	0.0978 ± 0.0291 ± 0.0029	0.1062 ± 0.0348 ± 0.0220	0.0715 ± 0.0106 ± 0.0033
0.0100	0.0289 ± 0.0350 ± 0.0051	0.0261 ± 0.0314 ± 0.0033	0.0265 ± 0.0112 ± 0.0017
0.0160	0.0000 ± 2.3203 ± 0.0000	0.0000 ± 2.4518 ± 0.0004	0.0178 ± 0.0227 ± 0.0030

Tabelle B.23: 5JET JADE Datenverteilung

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Ich möchte an erster Stelle Herrn Prof. Dr. Jürgen Drees danken, der mir zahlreiche Aufenthalte am CERN, sowie die Teilnahme an verschiedenen Arbeitsgruppen und Konferenzen ermöglichte. Er regte diese Arbeit an, und verfolgte die neuesten Entwicklungen stets mit größtem Interesse. Seine Art, die Arbeitsgruppe zu leiten, schuf eine immer warmherzige Atmosphäre.

Es war mir eine Ehre, an einem der wichtigsten internationalen Forschungsinstitute arbeiten und lernen zu dürfen. Die Zusammenarbeit mit so verschiedenartigen Menschen unterschiedlichster Kulturen war interessant und spannend. Ich möchte allen Kollegen der DELPHI Kollaboration für die freundschaftliche Zusammenarbeit Dank aussprechen, besonders Dr. Pedro Abreu, der mich in dem gemeinsamen Projekt SPRIME gefordert und gefördert hat.

Ich möchte mich auch bei meinen Freunden vor Ort in Genf bedanken, die Konferenzwochen immer zu einer angenehmen Abwechslung machten. Vielen Dank an Dr. Emile Schyns, der mir freundlicherweise einige RICH Abbildungen für diese Arbeit zur Verfügung stellte.

Bei meinen Kollegen in Wuppertal möchte ich mich für die immer freundschaftliche Zusammenarbeit, geduldige Hilfestellungen und Diskussionen bedanken. Mein besonderer Dank gilt Dr. Klaus Hamacher für das große Interesse an meiner Arbeit und seine ständige, engagierte Unterstützung. Vielen Dank an Daniel Wicke für die fruchtbare, enge Zusammenarbeit und die Bereitstellung seiner aktuellen α_s Ergebnisse.

Herzlichen Dank auch an meine Freundin Rita, meine Mutter und alle Freunde und Verwandte, die mir in der Zeit viel Rückhalt gegeben haben.